Entwicklung und Anwendung eines Laser-Zwei-Fokus-Meßverfahrens zur Untersuchung von Strömungsgeschwindigkeiten in engen Stabgittern

Doktorarbeit
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Hubertus Flügge
aus Grevenstein/Sauerland

Bochum 1982

Entwicklung und Anwendung eines Laser-Zwei-Fokus-Meßverfahrens zur Untersuchung von Strömungsgeschwindigkeiten in engen Stabgittern

Doktorarbeit
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Hubertus Flügge
aus Grevenstein/Sauerland

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Doktorarbeit eingereicht am: 5. Januar 1982
Tag der mündlichen Prüfung : 11. März 1982
Referent : Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler
Korreferent : Prof. Dr. W. Tielsch

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Reaktortechnik im Institut für Energietechnik der Ruhr-Universität Bochum.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler, dem Inhaber des Lehrstuhls für Reaktortechnik, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse und die großzügige Förderung.

Herrn Prof. Dr. W. Tielsch gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates.

Ferner danke ich allen Mitarbeitern des Instituts für die sorgfältige Fertigung der Versuchsapparatur und für die Unterstützung bei der Durchführung der Versuche.

Bochum, März 1982

Hubertus Flügge

Übersicht

In der vorliegenden Dissertation wird ein neuentwickeltes optisches Meßgerät für die Erfassung des Strömungsgeschwindigkeitsfeldes im Inneren von engen, umströmten Stabgittern vorgestellt. Es soll eingesetzt werden zur Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren im Modell eines offenen Schnell-Brüter-Reaktorcores, dessen Entwicklung am Lehrstuhl für Reaktortechnik an der Ruhr-Universität Bochum betrieben wird.

Eine auf dem Laser-Zwei-Fokus-Prinzip basierende Meßsonde wird in eines der Plexiglasrohre des Gitters eingebracht, worin ein Spiegel die das Meßvolumen erzeugenden Strahlen in die zu untersuchende Umgebung umlenkt. Um die Optik zur Erzeugung des Meßvolumens als auch die zum Auffangen des Rückstreulichts in einer dazu erforderlichen dünnen, rohrförmigen Sonde unterbringen zu können, wurde ein neuer Strahlengang entwickelt, bei dem beide Funktionen zusammengefaßt werden. Die erforderliche Laserleistung konnte auf nur 2 mW reduziert und die zur Auswertung der Streulichtsignale notwendigen Photomultiplier durch Verwendung von Lichtwellenleitern vom übrigen System getrennt werden. Daraus resultiert eine kleine und leichte Bauweise, die es ermöglicht, das gesamte Gerät fest mit dem jeweiligen Rohr zu verbinden und Justierprobleme zu eliminieren.

Die Einsatzfähigkeit wurde an verschiedenen Strömungen nachgewiesen; für die Darstellung und Interpretation der Meßergebnisse wurde ein Rechenprogramm entwickelt.

Inhalt

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Bisherige Untersuchungen	3
3.	Stabgitterströmungen	7
4.	Strömungsversuchsstand	10
5.	Streulicht-Geschwindigkeitsmeßverfahren	13
5.1	Grundlagen	13
5.1.1	Folgeverhalten von Streuteilchen in turbulenten Strömungen	13
5.1.2	Lichtstreuung an kleinen Partikeln	16
5.1.3	Fokussierung von Laserstrahlen	21
5.2	Das Laser-Doppler-Geschwindigkeitsmeßverfahren (LDV)	23
5.3	Das Zeitschranken-Geschwindigkeitsmeßverfahren (ZSV)	26
5.4	Vergleich des LD- und ZS-Verfahrens im Hinblick auf eine Anwendung zur Strömungsuntersuchung in engen Stabgittern	29
6.	Entwicklung der L-2-F-Sonde nach dem Zeitschrankenprinzip zur Untersuchung von Stabgitterströmungen	33
6.1	Strahlengang	34
6.2	Einsatz von Lichtwellenleitern	36
6.3	L-2-F-Meßsonde	40
7.	Elektronische Signalverarbeitung	43
8.	Untersuchung des Meßvolumens	48
8.1	Der astigmatische Abbildungsfehler	52
9.	Fehleranalyse	55
9.1	Fehler der Geschwindigkeitsmessung	55
9.2	Fehler durch Registrierung eines verzerrten Teilchenflugzeithistogramms	57

Seite

10. Auswertevorgang der Messungen 60
10.1 Statistische Methoden 60
10.2 Das Programm L-2-F 64
10.3 Verfahren zur Ermittlung des Strömungsvektors v(x,y,z) aus den senkrecht zur optischen Achse gemessenen Komponenten $v_\perp$ 67

11. Erprobung der Meßeinrichtung 71
11.1 Untersuchung einer Rohrströmung 71
11.2 Untersuchungen an einem Reckteckkanal 72
11.3 Untersuchungen an einem Freistrahl 73

12. Durchführung der Hauptversuche und Meßergebnisse 74
12.1 Längsanströmung 75
12.2 Queranströmung 78
12.3 Schräganströmung 80

13. Diskussion der Meßergebnisse 91

14. Zusammenfassung 95

15. Literaturverzeichnis 98

1. Einleitung

In einem Schnellen Brutreaktor wird neben der Energiefreisetzung durch Kernspaltung aus abgereichertem UO_2 mehr neuer Brennstoff erbrütet als verbraucht wird. Dazu wird das Reaktor-Core aufgeteilt in eine Zone hoher Spaltstoffanreicherung und eine sie umgebende Brutzone. Das entsprechende Spalt- und Brutmaterial ist beim SNR (Schneller Natriumgekühlter Reaktor) jeweils in einer Vielzahl von Rohren enthalten, welche ein senkrecht stehendes, enges Dreiecksgitter bilden.

Aufgrund der höheren Leistungsdichte in der Spaltstoffzone ist hier eine höhere Kühlmittelgeschwindigkeit erforderlich als in der Brutzone, da sich wegen der relativ hohen Aufwärmspanne im SNR von ca. 180 K sonst ein erheblicher radialer Temperaturgradient ausbilden würde. Aus diesem Grund wird bei den zur Zeit in Betrieb und in Bau befindlichen SNR' jeweils eine größere Zahl von Spalt- bzw. Brutstäben zu hexagonalen, ummantelten Brenn- bzw. Brutelementen zusammengefaßt, welche nebeneinandergereiht das wabenförmige Reaktor-Core bilden. Durch entsprechende Drosselung am Fuß dieser Elemente, die jeweils einen separaten Strömungskanal darstellen, ist es möglich, die Strömungsgeschwindigkeit der jeweiligen Leistungsdichte anzupassen und somit den radialen Temperaturgradienten am Austritt zu verringern, so daß ein Vermischungseffekt vermieden und somit auch der Wirkungsgrad der Anlage verbessert wird.

Dieses Konzept birgt aber unter anderem die Nachteile, daß

- ein großer Teil der Pumpenleistung nutzlos zur Drosselung verbraucht wird,
- die Drosselung während der Einsatzperiode nicht der sich ändernden Leistungsdichte angepaßt werden kann,
- die Neutronenökonomie durch das zusätzliche Material der Brennelementkästen verschlechtert wird,

- durch den noch bestehenden radialen Temperaturgradienten es zur Auffächerung der Kästen und somit eventuell zu Schwierigkeiten beim Brennelementwechsel kommen kann.

In einem von Ziegler /1/ vorgeschlagenen Konzept treten diese Nachteile nicht auf. Es sieht ein offenes Core ohne Brennelementkästen vor, in welchem die Strömung durch im Brutmantel eingebaute, teildurchlässige Schikanen so geführt wird, daß sich ein gleichmäßiges Austrittstemperaturprofil einstellt. Durch eine während des Betriebs verstellbare Drossel im äußeren (um die Brutzone) gelegten Ringraum kann die Strömung dem Abbrand entsprechend variiert werden.

Eine Theorie zur Berechnung der Strömung im Stabgitter eines so konzipierten Reaktor-Cores muß neu entwickelt werden. Als Vorschlag dazu gibt Ziegler eine modifizierte Navier-Stokes-Gleichung an, worin die Anisotropie des Strömungswiderstandes durch einen Widerstandstensor berücksichtigt wird.

Zur Bestimmung desselben sowie zur Verifizierung der gesamten Gleichung sind jedoch umfangreiche Messungen notwendig. Die bisher verwendete Meßmethode war allerdings sehr aufwendig und nicht im Inneren eines Stabgitters anwendbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein berührungsloses Meßverfahren nach dem Laser-Zwei-Fokus-Prinzip zur Ermittlung der lokalen Geschwindigkeitsverteilung in einer dreidimensionalen offenen Core-Strömung vorgestellt und an einem entsprechenden Versuchsstand erprobt.

2. Bisherige Untersuchungen

Ein Strömungsfeld mit inkompressiblem Fluid wird durch die Kontinuitätsgleichung

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0 \tag{1}$$

und die Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p_{st} - \operatorname{grad} U + \nu \Delta \vec{u} \tag{2}$$

beschrieben.

Zur Berechnung des Strömungsfeldes in einem offenen SNR-Core schlägt Ziegler /1/ vor, den Reibungsterm der Navier-Stokes-Gleichung in einer Vektor-Vektor-Beziehung zwischen dem Druckgradienten und der Strömungsgeschwindigkeit zusammenzufassen und damit die Gleichung so zu vereinfachen, daß sie numerisch lösbar ist.

Mit diesem modifizierten Reibungsterm, welcher berücksichtigt, daß beim Durchströmen eines engen Stabgitters die Dissipation im wesentlichen durch die Wände und weniger durch innere Reibung verursacht wird - stellt sich Gl. (2) folgendermaßen dar:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p_{st} - \operatorname{grad} U - \frac{1}{2} \zeta u\vec{u}. \tag{3}$$

Da in der substantiellen Beschleunigung

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \operatorname{grad} \frac{u^2}{2} - \vec{u} \times \operatorname{rot} \vec{u} \tag{4}$$

die lokale Beschleunigung $\partial\vec{u}/\partial t$ für stationäre Strömungen verschwindet, folgt nach Zusammenfassung der Gradienten

$$\operatorname{grad} p = -\frac{\rho}{2} \zeta u\vec{u} + \rho(\vec{u} \times \operatorname{rot} \vec{u}). \tag{5}$$

Hierin wurde für den Gesamtdruck p folgende Vereinbarung getroffen:

$$p = p_{st} + \frac{\rho}{2} u^2 + \rho U \qquad (6)$$

Die Matrix der Widerstandsbeiwerte im Reibungsverlustterm wird für die bisher betrachtete zweidimensionale Strömung in /2/ wie folgt dargestellt:

$$\underline{\zeta} = \begin{pmatrix} \zeta_{xx}(Re,\vartheta) & 0 \\ 0 & \zeta_{zz}(Re,\vartheta) \end{pmatrix} \qquad (7)$$

Die Abhängigkeit der darin enthaltenen Widerstandsbeiwerte in Stabrichtung ζ_{zz} und senkrecht dazu ζ_{xx} von der Reynoldszahl und dem Schräganströmwinkel ϑ untersuchte Böttgenbach /2/ an einem Stabbündel mit quadratischer Anordnung für fünf diskrete Anströmwinkel, indem er Druckverlustmessungen sowohl in Richtung der Stabachsen als auch in Strömungsrichtung anstellte.

Der Schräganströmwinkel ϑ beschreibt die Lage der mittleren Strömungsrichtung zur Stabachse (Stablängsrichtung); es gilt $\vartheta = 0^o$ für ein längsangeströmtes Stabgitter und $\vartheta = 90^o$ für ein senkrecht angeströmtes.

Die geometrischen Beziehungen zeigt Bild 1.

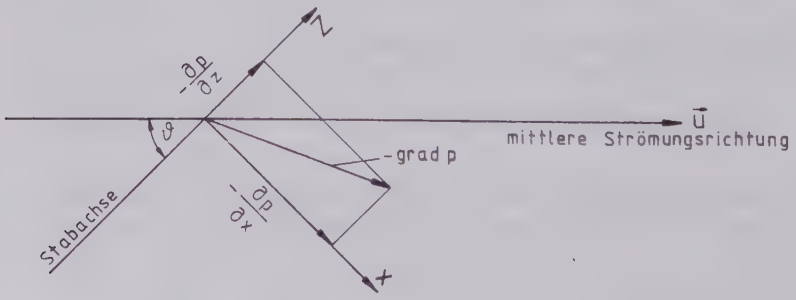


Bild 1: Lage des Druckgradienten in einem schräganggeströmten Stabgitter

Mit diesen Ergebnissen versuchte Winter /3/, die Stromlinien in einem ebenen Dreiecksgitter mit Schikane - entsprechend einem ebenen radialen Core-Ausschnitt - zu berechnen und mit experimentell ermittelten zu vergleichen. Dies gelang bisher jedoch nur unter Vernachlässigung des Rotationsterms in Gl. (5), wodurch die Ergebnisse entsprechend fehlerbehaftet waren.

Weiterhin zeigte sich, daß die an Viereckgittern gemessenen Werte nicht auf Dreiecksgitter übertragbar sind, so daß eigene Messungen erforderlich wurden, um die Berechnungen mit realistischen Werten durchführen zu können.

Im Rahmen der dazu erforderlichen Ermittlung der Widerstandsbeiwerte wurden für zwei Winkel auch Geschwindigkeitsuntersuchungen angestellt, indem mittels einer High-Speed-Kamera die Teilchenbahnen und somit die Stromlinien von den dem Fluid zugegebenen Partikeln aufgenommen wurden.

Es zeigte sich dabei, daß die Strömung durch ein enges Stabgitter sich zusammensetzt aus zwei Teilströmungen, einer Wirbelströmung $\vec{w}$ und einer freien Strömung $\vec{v}$, welche bei reiner Längsströmung ($\vartheta = 0^{o}$) zusammenfallen. Bild 2 zeigt die einzelnen Bereiche.

Die Vektor-Vektor-Funktion zwischen dem Druckgradienten und der Strömungsgeschwindigkeit ist durch eine Diagonalmatrix, wie sie in Gl. (7) gewählt wurde, beschreibbar. Diese, für Berechnungen aufgrund der Symmetrie günstige Form der Darstellung, eignet sich allerdings weniger gut zur Interpretation der oben aufgezeigten Teilströmungen und deren Abhängigkeit vom Anströmwinkel ϑ, da die ϑ-Abhängigkeit beider Matrixelemente nicht unmittelbar physikalisch erklärbar ist.

Eine mathematisch gleichwertige Form der Darstellung, bei der neben den nun ϑ-unabhängigen Elementen der Diagonalen

mit ζ_{xx} und ζ_{zz} auch das Element $\zeta_{zx}(Re,\vartheta)$ belegt ist, hat den Vorteil, daß sich die Winkelabhängigkeit in diesem Term zusammenfassen läßt und die Strömung somit einfacher zu erklären ist. Hinzu kommt, daß die Elemente $\zeta_{xx}(Re)$ und $\zeta_{zz}(Re)$ dann den zum Teil aus der Literatur bekannten Werten für längs- bzw. querangeströmte Rohrbündel entsprechen, so daß auch eine Beschreibung von Strömungen an Stabgittern mit anderen Teilungsverhältnissen ohne neue Messungen möglich ist, wenn nur die Re- und ϑ-Abhängigkeit des Terms ζ_{zx} bekannt ist. Dieser ist wiederum über den Anströmwinkel von der Ausdehnung der Wirbel und ihrer Driftgeschwindigkeit in Richtung der Stabachse abhängig, so daß dieses Wirbelphänomen über den gesamten Anströmwinkelbereich zu untersuchen ist.

Herkömmliche Meßmethoden liefern aber, da Sonden die Strömung in engen Kanälen zu sehr verfälschen, nur unzureichende Ergebnisse, so daß einem berührungslosen Meßverfahren der Vorzug zu geben ist.

Hauptziel dieser Arbeit ist es daher, eine Meßeinrichtung zu entwickeln und zu erproben, welche eine berührungslose Untersuchung der Stromlinien in einer dreidimensionalen Stabgitterströmung ermöglicht. Die Erprobung erfolgt an einem entsprechend obiger Bedingungen konzipierten Strömungsversuchsstand.

3. Stabgitterströmungen

Beobachtungen von /3/ an ebenen Stabgittern, die unter $\vartheta = 15^0$ bzw. 60^0 schräg angeströmt wurden, sowie eigene Untersuchungen an um den Faktor 5 vergrößerten Stabbündeln zeigen, daß die Strömung sich zusammensetzt aus einer sogenannten freien Strömung und der Wirbelströmung. Dies ist qualitativ für den bisher ausschließlich betrachteten Azimutalwinkel $\varphi = 0^0$ dargestellt, welcher die sich in dem hier betrachteten Stabgitter periodisch alle 30^0 wiederholende, in der Ebene senkrecht zur Stabachse liegende Anströmrichtung beschreibt (siehe auch Bild 4).

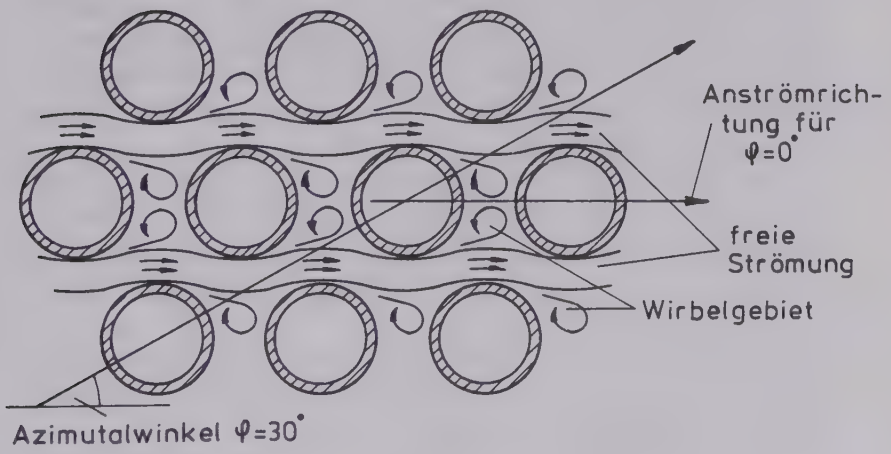


Bild 2: Azimutalwinkel und Strömungsgebiete in einem senkrecht ($\vartheta = 90^0$) angeströmten Dreiecksgitter

Geht man nun davon aus, daß die Wirbel von der freien Strömung mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ angetrieben werden, so beträgt ihre Umfangsgeschwindigkeit $w_u = v \cos(90^0-\varepsilon)$,

wobei ε der Winkel zwischen Stabachse und freier Strömung ist (Bild 3). Mit der Drehzahl des Wirbels, welcher ja nur in Richtung der Stabachse driften kann, und der Steigung ergibt sich die Wirbelsteiggeschwindigkeit $\vec{w}$, welche im folgenden kurz als Wirbelgeschwindigkeit bezeichnet wird, zu

$$w = v \cos \varepsilon. \tag{8}$$

Frühere Messungen scheinen diese Hypothese zu bestätigen. Eine vollständige Überprüfung für den gesamten Anströmwinkelbereich steht noch aus.

Bezeichnet man den Volumenanteil der freien Strömung mit V_f und den der Wirbel mit V_w, so ergibt sich mit dem gesamten, vom Fluid eingenommenen Volumen V_F und mit der mittleren Geschwindigkeit $\vec{u}$, welche parallel zur Kanalwand verläuft, unter Beachtung der Kontinuitätsgleichung die Transportgleichung mit

$$V_F = V_w + V_f$$

und mit

$$\lambda = \frac{V_f}{V_F} \tag{9}$$

zu

$$\vec{u} = \lambda \vec{v} + (1-\lambda)\vec{w} \tag{10}$$

Aus dieser Transportgleichung und der Annahme, daß die Wirbelströmung nur eine Komponente in Richtung der Stabachse hat ($w_x = 0$) folgt für das Volumenverhältnis λ:

$$\lambda = \frac{|u_x|}{|v_x|} = \frac{|u| \sin\vartheta}{|v| \sin\varepsilon} \tag{11}$$

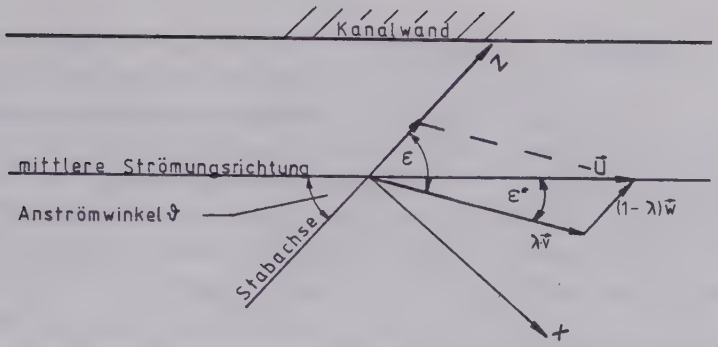


Bild 3: Geschwindigkeitsverhältnisse im schrägangeströmten Stabgitter

Aus dem Gesamtvolumenstrom ist $\vec{u}$ bekannt, und es reicht daher aus, die freie Strömung nach Betrag und Richtung als Funktion des Anströmwinkels ϑ und der Reynoldszahl Re zu bestimmen, um Auskunft über die Gesamtströmung zu haben.

Da mit dem später beschriebenen Meßverfahren aber neben $v(x,y,z)$ aufgrund des ansteigenden Turbulenzgrades auch das Grenzgebiet zwischen Wirbel und freier Strömung bestimmt werden kann, liefert die Messung zwei Möglichkeiten zur Bestimmung von λ, so daß stets eine Überprüfung der Meßgenauigkeit gegeben ist.

Inwieweit diese hier für den Azimutalwinkel $\varphi = 0^o$ angestellten Überlegungen auch für den Bereich $0^o < \varphi \leq 30^o$ (dies ist der Bereich der Periodizität) gelten und ab welchem Grenzanströmwinkel ϑ_g überhaupt Wirbelbildung auftritt und somit die oben angeführten Beziehungen gelten, muß durch entsprechende Versuche ermittelt werden.

Ein dazu geeigneter Strömungskanal und ein für die entsprechenden Untersuchungen entwickeltes berührungsloses Geschwindigkeitsmeßverfahren auf der Basis der Laserlichtstreuung an kleinen, von der Strömung mitgeführten Teilchen, wird im folgenden vorgestellt.

4. Strömungsversuchsstand

Zur Untersuchung von Strömungen um enge Stabgitter, wie sie in einem offenen SNR-Core vorkommen, wurde ein Versuchsstand entworfen, in welchem ein um den Faktor 5 vergrößerter, 1 m langer Core-Ausschnitt von 6 x 8 Stäben (in Dreiecksanordnung) im gesamten Schräg- sowie Azimutalwinkelbereich angeströmt werden kann.

Dabei wurde berücksichtigt, daß die Messungen nicht nur mit dem entsprechend konzipierten Laseranemometer durchführbar sind, sondern es soll auch der Einsatz konventioneller Meßmethoden mittels High-Speed-Kamera, Boroskop und Tracer-Fotografie möglich sein.

Den prinzipiellen Aufbau des Strömungsversuchsstandes zeigen Bild 4 und 5.

Durch Veränderung des Schikanenabstandes bzw. der gesamten Schikanen kann das feststehende Rohrbündel in der Meßstrecke unter Winkeln von $0^{o} \leq \vartheta \leq 90^{o}$ angeströmt werden; die Azimutalwinkelverstellung von $0^{o} \leq \varphi \leq 30^{o}$ erfolgt durch Umpositionierung der Versperrungen.

Mittels einer Ausziehvorrichtung, welche fingerförmig in die in der Kopfplatte verschraubten Rohre eingreift, kann das gesamte Bündel zur Veränderung der Anströmwinkel freigelegt werden. Dieses Prinzip ermöglicht außerdem, daß durch Austausch der Kopfplatte und eventuell der Rohre am gleichen Versuchsstand auch Strömungen um Rohrbündel anderer Geometrie - Viereckanordnung, veränderter Mittenabstand und Durchmesser - analysiert werden können; so zum Beispiel zur Untersuchung der Feinstruktur Bündel mit größerem Rohrdurchmesser oder aber eine größere Anzahl von Rohren mit kleinerem Durchmesser zu Druckverlustmessungen bei unterschiedlichen Anströmwinkeln.

Die Zugänglichkeit des Inneren der Rohre durch die Kopfplatte auch während des Betriebs ermöglicht neben der

Anwendung des später beschriebenen Laser-Velocimeters den Einsatz eines Boroskops und damit verbundener Fotoeinrichtungen zur Strömungsbeobachtung von innen.

Von außen können zusätzliche Beobachtungen durch die Plexiglaswände angestellt werden, wie zum Beispiel die Aufnahme von Teilchenbahnen mittels High-Speed-Kamera.

Da diese indirekten Methoden aber einer langwierigen und in der Genauigkeit unzureichenden Auswertung bedürfen, wird im folgenden ein Meßverfahren vorgestellt, mit welchem die Strömung direkt und berührungslos nach Betrag und Richtung an allen Stellen des Strömungskanals ermittelt werden kann.

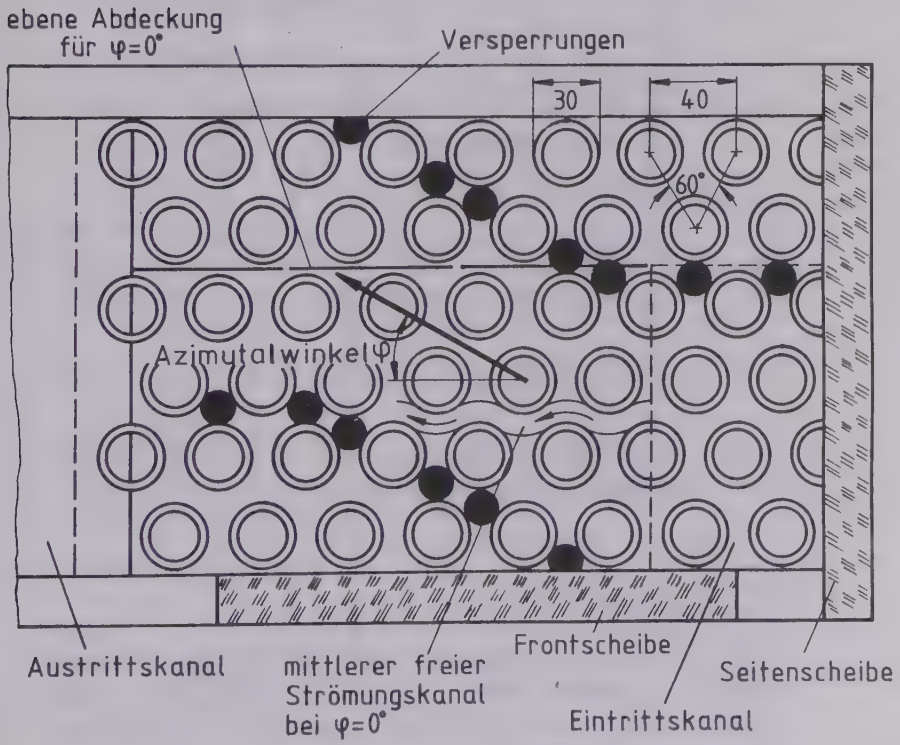
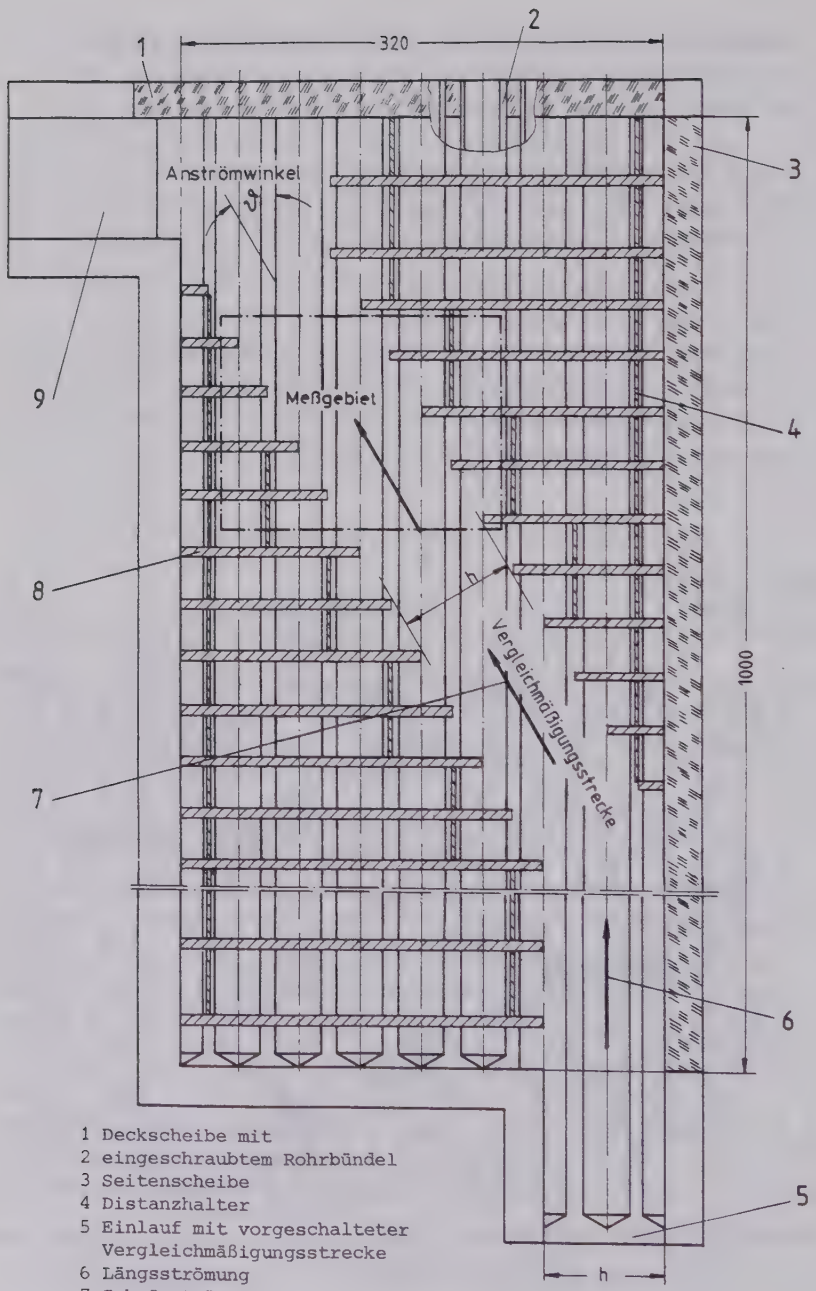


Bild 4: Strömungsversuchsstand, Draufsicht



1 Deckscheibe mit
2 eingeschraubtem Rohrbündel
3 Seitenscheibe
4 Distanzhalter
5 Einlauf mit vorgeschalteter
Vergleichmäßigungsstrecke
6 Längsströmung
7 Schrägströmung
8 Schikanen zur Veränderung
des Anströmwinkels
9 Auslauf

Bild 5 Strömungsversuchsstand

5. Streulicht-Geschwindigkeitsmeßverfahren

5.1 Grundlagen

Die Lichtstreuung an kleinen, von einer Lichtquelle angestrahlten Teilchen, bildet die Grundlage der Streulichtverfahren zu Strömungsuntersuchungen. Die bei Anstrahlung in charakteristischer Weise quasi als Lichtsender wirkenden Partikel müssen, falls die natürliche Verschmutzung nicht ausreicht, der zu untersuchenden Strömung beigemengt werden. Unter der Annahme, daß sie der Strömung genügend genau folgen, kann man aus dem sehr schwachen Streulicht die Teilchen- und somit die Strömungsgeschwindigkeit nach Betrag und Richtung an einem Punkt bestimmen. Dabei spielen die Eigenschaften der Teilchen, die Intensität mit der sie angestrahlt werden, sowie ihr Verhalten in der Strömung eine entscheidende Rolle.

Diese Punkte sollen im folgenden kurz näher erläutert werden. Eine ausführliche Darstellung wird bei Merzkirch /4/ gegeben.

Im Anschluß daran werden die Grundlagen der bekanntesten Streulichtanemometer angeführt, worauf aufbauend die Entwicklung einer Meßeinrichtung zur Untersuchung von Stabgitterströmungen beschrieben wird.

5.1.1 Folgeverhalten von Streuteilchen in turbulenten Strömungen

Die Relativbewegung zwischen der Fluidgeschwindigkeit u_f und der Teilchengeschwindigkeit u_T, im allgemeinen mit Schlupf S_u bezeichnet

$$S_u = \frac{u_f - u_T}{u_f} \qquad (12)$$

hängt im wesentlichen von dem Verhältnis der Teilchen zur Fluiddichte ρ_T/ρ_f ab. Er kann für die hier infrage kommenden Teilchendurchmesser und das Strömungsmedium

Wasser - im Gegensatz zu Gasströmungen - vernachlässigt werden.

Die Abweichung der Teilchenbewegung von den turbulenten Schwankungsbewegungen der Strömung kann jedoch erheblich sein. Sie wird durch das Verhältnis der quadratischen Mittelwerte der Schwankungen S_T gekennzeichnet.

$$S_T = \overline{u_T'^2} / \overline{u_f'^2} \tag{13}$$

und wirkt sich insbesondere bei der Bestimmung des Turbulenzgrades aus.

Zur Bestimmung dieser Abweichungen kann man von der von Basset /5/, Boussinesq und Oseen aufgestellten und von Tchen /6/ erweiterten Bewegungsgleichung für kugelförmige Teilchen in turbulenter Strömung ausgehen:

(1) (2) (3) (4)

$$\frac{\pi}{6} d_T^3 \rho_t \frac{du_T}{dt} = 3\pi \mu d_T (u_f - u_T) + \frac{\pi}{6} d_T^3 \rho_f \frac{du_f}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d_T^3 \rho_f \left[\frac{du_f}{dt} - \frac{du_T}{dt}\right] +$$

$$+ \frac{3}{2} d_T^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_{t_0}^{t} \frac{\frac{du_f}{d\xi} - \frac{du_T}{d\xi}}{\sqrt{t - \xi}} d\xi + F. \tag{14}$$

(5) (6)

Hierin bedeuten:

d_T	der Teilchendurchmesser
μ	die dynamische Zähigkeit
t	die Zeit
ξ	der Parameter im Basset-Integral

Die einzelnen Terme haben folgende Bedeutung:

1. Die Trägheitskraft
2. der Stokesche Widerstand an einem kugelförmigen Teilchen infolge der Relativbewegung

3. die Kraft auf das Teilchen infolge von Druckgradienten durch Geschwindigkeitsänderung im Fluid,
4. der Strömungswiderstand aufgrund der Beschleunigung des Teilchens,
5. die zusätzliche Reibungskraft bei instationärer Strömung (Basset-Integral),
6. elektrostatische-, Gravitations- und Zentrifugalkräfte.

Die Bewegungsgleichung gilt nach Tchen unter den Voraussetzungen:

a) Stationäre Strömung und homogene Turbulenz,
b) Teilchendurchmesser wesentlich kleiner als der Durchmesser des kleinsten Turbulenzballens,
c) Gültigkeit des Stokeschen Reibungsgesetzes für die Relativbewegung Teilchen-Fluid,
d) das Teilchen ist ständig von denselben Fluidmolekülen umgeben,
e) keine Wechselwirkungen zwischen den Teilchen.

Diese Bedingungen sind für die hier zu untersuchenden Strömungen sowie die für Streulichtverfahren benötigten Teilchen hinsichtlich Durchmesser und Konzentration erfüllt.

Gleichung (14) ist für verschiedene charakteristische Fälle gelöst /7, 8/ und mit experimentellen Untersuchungen verglichen worden. Die Ergebnisse sind in /9/ zusammengefaßt und zeigen, daß selbst in Gasströmungen Teilchen bis 1 µm Durchmesser der Strömung bis auf 1 % genau folgen.

Es kann daher gesagt werden, daß die in einer Wasserströmung mit einem Streulichtanemometer ermittelten Teilchengeschwindigkeiten und -Turbulenzgrade denen der Fluidströmung entsprechen.

5.1.2 Lichtstreuung an kleinen Partikeln

Aufgrund von Wechselwirkungen zwischen kleinen, kugelförmigen Partikeln mit Durchmessern im Bereich der Wellenlänge des sichtbaren Spektrums und elektromagnetischen Lichtwellen kommt es zu einer Lichtstreuung, welche als Überlagerung von Reflexion, Brechung, Absorption und Beugung angesehen werden kann. Mie /10/ fand für linear polarisiert einfallende Lichtwellen die exakten Lösungen der zuständigen Maxwellschen Gleichungen, welche anhand der ausführlichen Darstellung von C. Van de Hulst /11/ - sofern sie diese Arbeit betreffen - im folgenden kurz wiedergegeben werden.

Bild 6 zeigt die Verhältnisse an einem Streuteilchen T, welches von einem linear polarisierten Lichtstrahl S beleuchtet wird. Die Lage seines elektrischen Feldvektors E_o - der Polarisationsrichtung - fällt mit der x-Achse zusammen. Die Beobachtungsebene wird durch die Einstrahlrichtung S (z-Achse) und die Beobachtungsrichtung (von B nach T) aufgespannt und schneidet die x-y-Ebene in einer Geraden die mit E_o den Winkel Φ bildet. $E_\perp$ und $E_\parallel$ bezeichnen die elektrischen Feldvektoren des senkrecht bzw. parallel zur Beoachtungsebene schwingenden Streulichts.

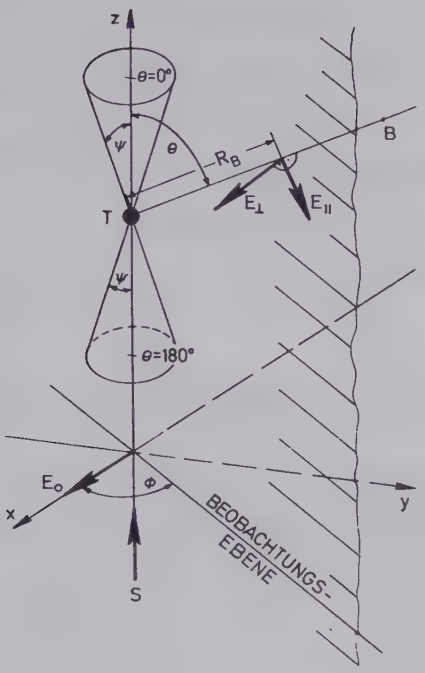


Bild 6 Geometrische Verhältnisse an einem Streuteilchen

Die Intensität des an einem Teilchen in Richtung Beobachter (θ,Φ) gestreuten Lichts ergibt sich im Abstand R_B nach /11/ zu:

$$I(\theta,m,\alpha,\Phi,\lambda,R_B) = I_0 \frac{1}{k^2 R_B^2} \underbrace{(i_\perp(\theta,m,\alpha)\sin^2\Phi + i_\parallel(\theta,m,\alpha)\cos^2\Phi)}_{\text{Streufunktion}} \quad (15)$$

Es bedeuten hierin:

I	Streulichtintensität
I_o	Intensität des beleuchtenden Lichts
λ_o	Vakuumwellenlänge des Lichts
$m_{f,T}$	Brechungsindices des Fluids bzw. des Teilchens
d_T	Teilchendurchmesser
k	$= 2\pi/\lambda$
λ	$= \lambda_o/m_f$
m	$= m_T m_f$
α	$= \pi d_T/\lambda$ Größenparameter

$i_\perp$ und $i_{||}$ stehen für die von Mie berechneten und von verschiedenen Autoren /12,13/ in Form von Tabellen bzw. Diagrammen veröffentlichten komplexen Amplituden der Streufunktion. $i_\perp \sin^2\Phi$ bzw. $i_{||}\cos^2\Phi$ ist dabei proportional der Streulichtintensität des senkrecht bzw. des parallel zur Beobachtungsebene schwingenden Lichts. Das Streulicht ist im allgemeinen nicht mehr - wie das einfallende Licht - polarisiert; die Streufunktion für den Fall der Teilchenbeleuchtung mit unpolarisiertem Licht unabhängig von Φ.

Integriert man die Streulichtintensität über die Oberfläche der Kugel vom Radius R_B um das Teilchen, so ergibt sich dessen gesamte Streulichtleistung P_S. Bezieht man diese wiederum auf die auf das Teilchen eingestrahlte Lichtleistung I_o, so ergibt sich der gebräuchliche Streuwirkungsgrad Q_S. Dieser kann mit der Leistung der Lichtquelle P_{Lo} und dem Durchmesser des Lichtstrahls am Teilchenort d_o ($I_o = 4P_{Lo}/\pi d_o^2$) unter Voraussetzung konstant verteilter Intensität und unter Vernachlässigung der Extinktion angegeben werden zu:

$$Q_S = \frac{P_S}{P_{Lo}} \left(\frac{d_o}{d_T}\right)^2 = \frac{4}{I_o \pi d_T^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{I_o}{k^2 R_B^2} \{i_\perp \sin^2\Phi + i_{||} \cos^2\Phi\} R_B^2 \sin\theta d\Phi d\theta \tag{16}$$

oder zusammengefaßt

$$Q_S = \frac{1}{\alpha^2} \int_0^{\pi} \{i_\perp(\theta,m,\alpha) + i_{||}(\theta,m,\alpha)\} \sin(\theta) d\theta \tag{17}$$

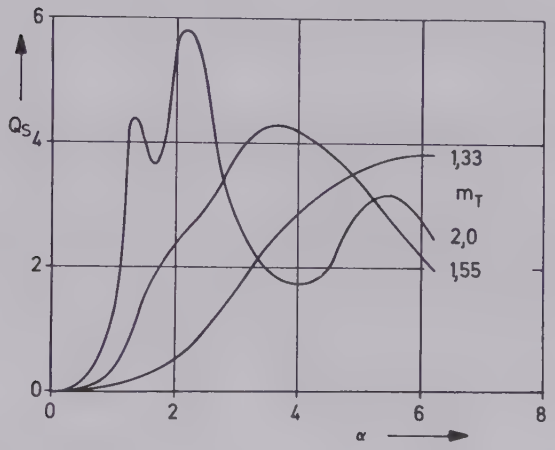


Bild 7: Streuwirkungsgrad Q_S eines kugelförmigen Teilchens

An Bild 7 läßt sich die gesamte an einem Partikel gestreute Lichtleistung ablesen. Sie beträgt für einen Fokuspunkt des später beschriebenen L-2-F-Meßvolumens mit einem Durchmesser d_o von ca. 15 µm an einem Teilchen mit d_T = 1 µm, m_T = 2,0, welches mit HeNe-Laserlicht (λ = 632 nm) beleuchtet wird, nur etwa 1,3 %.

Von einer Beobachtungsoptik kann aber wiederum nur der geringe Streulichtanteil aufgefangen werden, welcher in ihren mit dem halben Öffnungswinkel $\theta_L/2$ festgelegten Beobachtungskegel fällt. Dieser Anteil kann für die hier

infrage kommende Beobachtungsrichtung $\bar{\theta} = 0^{o}$ (reine Vorwärtsstreuung) bzw. $\bar{\theta} = 180^{o}$ (reine Rückwärtsstreuung) aufgrund des bezüglich der Richtung des einfallenden Lichtstrahls rotationssymmetrischen Beobachtungskegels nach Gl. (17) angegeben werden zu:

$$Q_{S\psi} = \frac{P_{S\psi}}{P_{Lo}} \left(\frac{d_o}{d_T}\right)^2 = \frac{1}{\alpha^2} \int_{\theta=\bar{\theta}}^{\theta=\bar{\theta}-\psi} \{i_\perp(\theta,m,\alpha) + i_\parallel(\theta,m,\alpha)\} \sin\theta \, d\theta \qquad (18)$$

Für sehr spitze Beobachtungskegel ($-5^{o} < \psi < +5^{o}$) folgt:

$$Q_{S\psi} = \frac{i_\perp(\theta,m,\alpha) + i_\parallel(\theta,m,\alpha)}{\alpha^2} (-\cos\theta) \Big|_{\theta=\bar{\theta}}^{\theta=\bar{\theta}-\psi}, \qquad (19)$$

da hier $i_\perp$ und $i_\parallel$ nahezu unabhängig von θ sind. Für diesen Fall sind die entsprechenden Streulichtleistungen in Bild 8 aufgetragen.
Hervorzuheben bleibt, daß für Werte von α zwischen 2 und 6 der Anteil der Vorwärtsstreuung um den Faktor 100 über dem der Rückwärtsstreuung liegt.

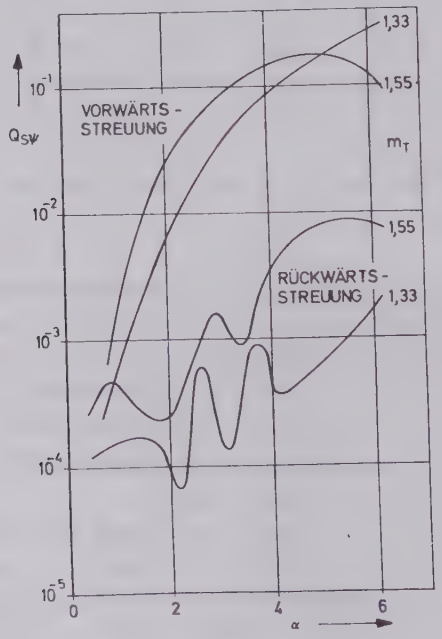


Bild 8 Streuwirkungsgrad für Vorwärts- und Rückwärtsstreuung

5.1.3 Fokussierung von Laserstrahlen

Der Einsatz eines Lasers als Lichtquelle, der beim Laser-Doppler-Verfahren (LDV) wegen der erforderlichen Frequenzstabilität und Kohärenzlänge unumgänglich ist, bietet sich im Interesse optimaler Fokussierung der beiden Lichtstrahlen auch für das Zeitschrankenverfahren (ZSV) an. Die dabei üblicherweise verwendeten Gaslaser senden einen nahezu parallelen Lichtstrahl aus, der durch die TEM_{oo}-Mode und eine Gaußsche Intensitätsverteilung charakterisiert ist. Sein Radius R ist festgelegt durch die Stelle, an der die Maximalintensität der Strahlmitte auf das $1/e^2$-fache abgeklungen ist.

Beim Durchgang eines von einer Strahltaille r_o, welche in der Mitte des Lasers liegt, ausgehenden Gaußschen Strahls durch eine Linse mit der Brennweite f entsteht ein neues Bündel, das durch eine Strahltaille r_o' beschrieben wird. Ist dabei der Linsendurchmesser größer als der des Strahls, so daß keine zusätzliche Beugung am Linsenrand auftritt, so wird die in Bild 9 dargestellte Transformation durch folgende Gleichungen /14/ beschrieben:

$$\frac{1}{r_o'^2} = \frac{1}{r_o^2}\left(1-\frac{d}{f}\right)^2 + \frac{1}{f^2}\left(\frac{\pi\, r_o}{\lambda}\right)^2 \qquad (20)$$

$$d'-f = (d-f)\,\frac{f^2}{(d-f)^2+\left(\frac{\pi\, r_o^2}{\lambda}\right)^2} \qquad (21)$$

Diese Abbildungsformeln beschreiben zugleich die optimal zu erreichende Fokussierung von Laserlicht, da ja in den Strahltaillen die höchste Leistungskonzentration vorliegt. Sie werden sehr übersichtlich, wenn r_o in die Brennebene der Linse gelegt wird (d=f). Es folgt dann:

$$r_o' = \frac{f\,\lambda}{\pi\, r_o} \qquad (22)$$

oder

$$d_{min} = \frac{4\, f\, \lambda}{\pi\, d_{str.}} \qquad (23)$$

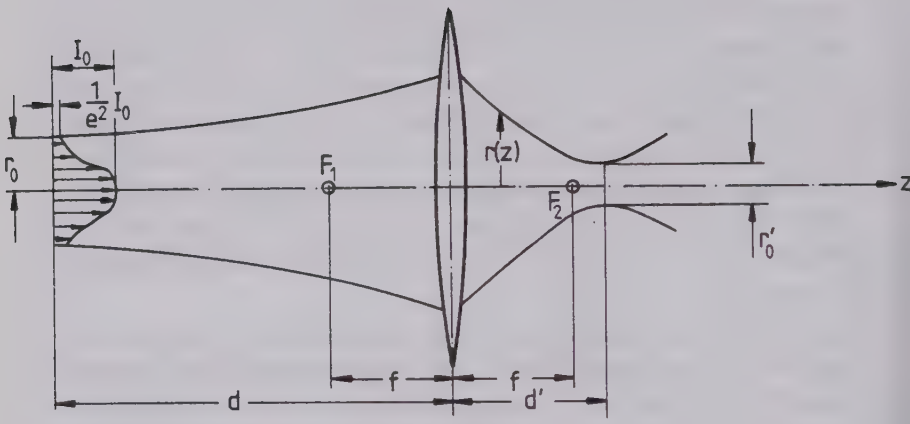


Bild 9 Transformation eines Gaußschen Strahls durch eine Linse

Im Bereich des Brennpunktes gehen die kugelförmigen Wellenfronten des fokussierten Laserstrahls in ebene Wellenfronten über. Da nur unter dieser Voraussetzung im Überschneidungsbereich zweier solcher Strahlen parallele Interferenzstreifen entstehen, ist dieser Sachverhalt für das LDV von besonderer Bedeutung.

Der Radius des fokussierten Strahls verläuft entlang der Koordinate z, die im Punkt des kleinsten Durchmessers der Kaustik ihren Ursprung hat, wie folgt /15/:

$$r'(z)^2 = r_0'^2 \left[1+\left(\frac{\lambda z}{\pi\, r_0'^2}\right)^2\right] \qquad (24)$$

Hieraus läßt sich gleichzeitig auch der Intensitätsverlauf I(z) und somit die Länge des Meßvolumens bestimmen (vgl. Kap. 5.3).

5.2 Das Laser-Doppler-Geschwindigkeitsmeßverfahren (LDV)

Von den vielen Weiterentwicklungen des 1964 von Yeh und Cummins /16/ vorgestellten ersten LDVs hat das LD-Kreutz- bzw. Zweistrahlverfahren die größte Bedeutung erlangt. Es eignet sich grundsätzlich zur Messung hoher Geschwindigkeiten in Gasströmungen bei gleichzeitig hohem Turbulenzgrad.

Sein Prinzip sei im folgenden kurz erläutert:

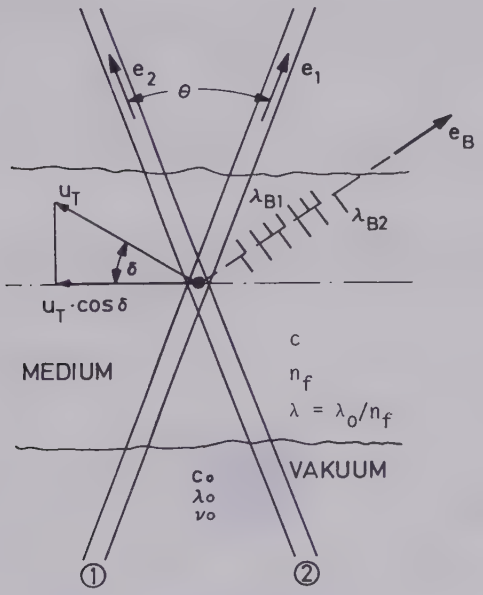


Bild 10 Prinzipskizze zum LD-Kreuzstrahlverfahren

Bewegt sich ein Streuteilchen (u_T) durch den Überschneidungsbereich (Meßvolumen) zweier sich kreuzender kohärenter Lichtstrahlen, so sendet es Licht zweier Wellenlängen

aus, entsprechend seiner Geschwindigkeitskomponente in Richtung der jeweiligen ruhenden Lichtquelle (e_1,e_2).

Ein Beobachter nimmt die Überlagerung dieses Lichts wahr mit der Frequenz (Dopplerfrequenz):

$$\nu_D = \nu_{B1} - \nu_{B2} = \nu_o \frac{\frac{u_T}{c_f} e_2 - \frac{u_T}{c_f} e_1}{1 - \frac{u_T}{c_f} e_B} \qquad (25)$$

Da die Teilchengeschwindigkeit im allgemeinen vernachlässigbar gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ist, folgt mit $\nu_o = c_f/\lambda$ und dem Schnittwinkel θ beider Strahlen

$$\nu_D = 2 \frac{n_f}{\lambda_o} u_\perp \sin \frac{\theta}{2} \qquad (26)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man bei Betrachtung des Meßvolumens MV des LDV.

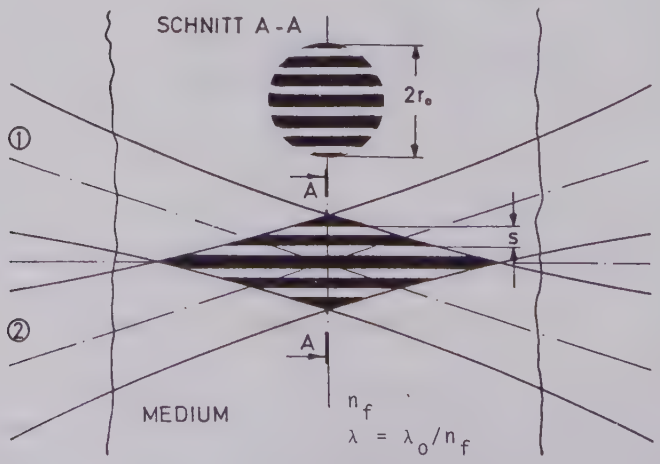


Bild 11 Schnitt durch das Meßvolumen eines LDV's

Im Überschneidungsbereich der kohärenten fokussierten Lichtstrahlen entsteht ein Bereich von alternierend hellen und dunklen, zueinander und zur Winkelhalbierenden parallel verlaufenden Interferenzstreifen. Ihr Abstand s ergibt sich mit dem Schnittwinkel θ zu /17/:

$$s = \frac{\lambda_0}{n_f} \frac{1}{2\sin(\theta/2)}. \qquad (27)$$

Entsprechend diesem Abstand sendet ein Teilchen, welches das Streifensystem durchfliegt, ein periodisch schwankendes Streulicht-Signal mit der Frequenz

$$\nu = \frac{u_\perp}{s} \qquad (28)$$

aus.

Setzt man Gl. (27) in (28) ein, so ergibt sich der schon in Gl. (26) über den Dopplereffekt hergeleitete Zusammenhang.

Das von der Beobachtungsoptik aufgefangene Streulicht wird auf einem Photomultiplier abgebildet, welcher es zur Auswertung in ein elektrisches Signal umwandelt. Sein breitbandiges Rauschen, die hohe Frequenz der Signale und die durch die Gaußsche Intensitätsverteilung hervorgerufene variable Amplitude in jedem Signalzug erschweren die weitere Verarbeitung, die nur von hochwertigen Spektrumsanalysatoren oder Countersystemen bewältigt werden kann. Aus der so ermittelten Frequenz ergibt sich nach Gl. (28) die Strömungsgeschwindigkeit. Ihre Richtung kann durch Verdrehen des Meßvolumens um die optische Achse ermittelt werden.

5.3 Das Zeitschranken-Geschwindigkeitsmeßverfahren (ZSV)

Das weniger als das LDV bekannte ZSV bestimmt die Strömungsgeschwindigkeit aus der Flugzeit der Streupartikel über eine Lichtschranke, welche das Meßvolumen bildet. Bild 12 zeigt den von Tanner /18/ vorgeschlagenen Aufbau.

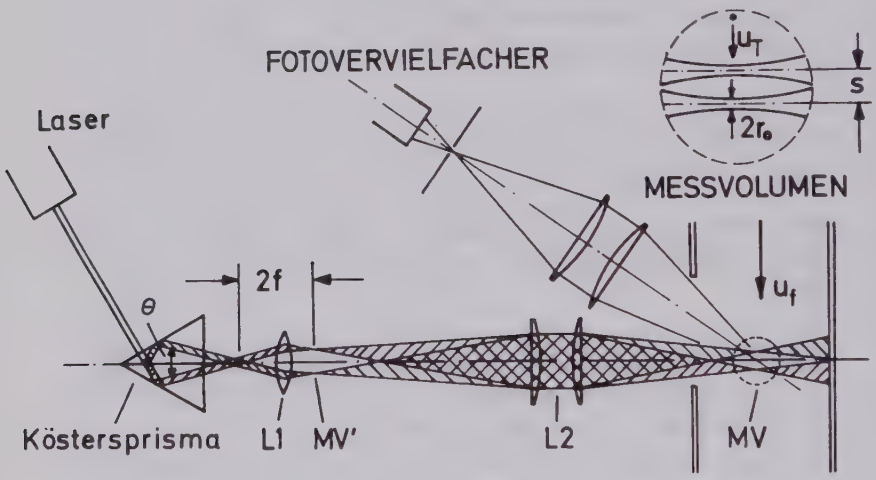
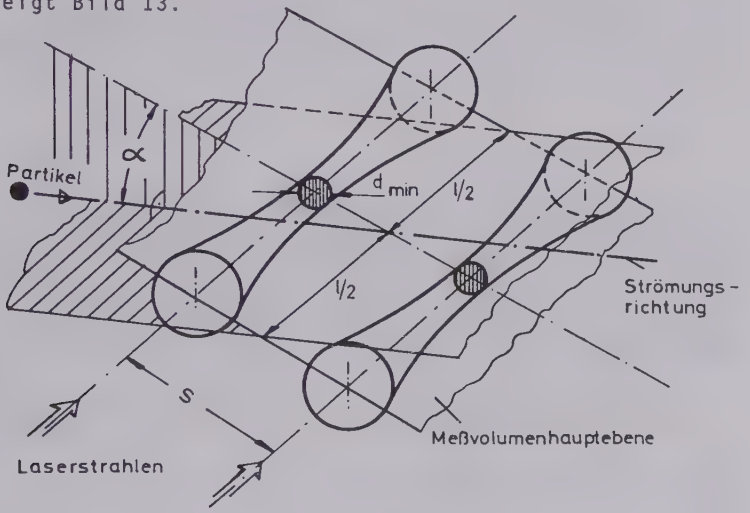


Bild 12 Strahlengang des ZSV nach Tanner

Bei dieser Anordnung wird ein Laserstrahl mittels eines Prismas in zwei sich kreuzende Lichtbündel aufgeteilt, in deren Schnittpunkt die Brennebene der Linse L_1 gelegt wird. Die Seelen der austretenden Strahlen verlaufen nun parallel zur optischen Achse und werden in der zweiten Brennebene, dem Meßvolumen MV' fokussiert. Zur Vergrößerung der Distanz zwischen dieser die Lichtschranke erzeugenden Optik und dem Meßort wird das im Bild stark vergrößert dargestellte MV' über das Linsensystem L_2

im Maßstab 1:1 in die Meßstrecke MV abgebildet. Eine darauf ausgerichtete Beobachtungsoptik kann entweder, wie im Bild gezeigt, das Rückstreulicht oder aber auf der gegenüberliegenden Seite des Strömungskanals angeordnet, das Vorwärtsstreulicht auffangen.

Die geometrischen Verhältnisse des Meßvolumens des ZSV zeigt Bild 13.



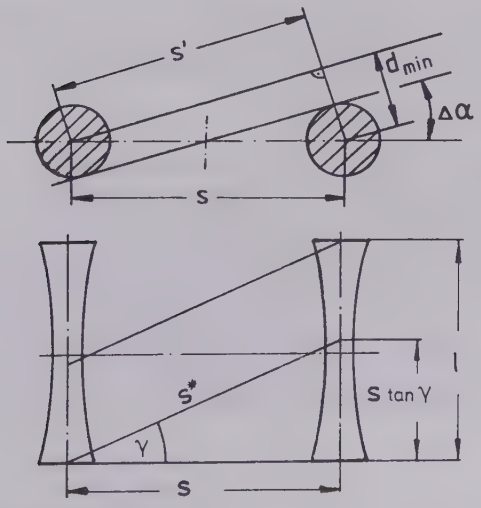


Bild 13 Meßvolumen beim ZSV

Der kleinste Durchmesser der aufgrund der Fokussierung konvergent divergent verlaufenden Strahlen ergibt sich nach Gl. (23) zu:

$$d_{min} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda f_o}{d_{str.}} \qquad (23)$$

Der Strahlabstand resultiert aus dem Schnittwinkel θ, der aus dem Prisma austretenden Lichtbündel und der Brennweite f_o der Linse L

$$s = 2 f_o \tan \theta/2 \qquad (29)$$

Die Ausdehnung des Meßvolumens in axialer Richtung 1 wird durch den starken Intensitätsgradienten entlang der Strahlachse festgelegt. Sie beträgt für die Stelle $d = 2\, d_{min}$, an welcher die Maximalintensität der Brennpunkte auf 25 % abgeklungen ist, nach Gl.(24):

$$1 = 2z = 2\sqrt{3}\,\frac{\lambda}{\pi}\,(\frac{f}{r_o})^2. \qquad (30)$$

Da es nicht immer möglich ist, die optische Achse des Meßvolumens so auszurichten, daß der mittlere Strömungsvektor in der zu ihr senkrechten Ebene liegt, kann durch das l/s-Verhältnis der Winkelbereich festgelegt werden, in welchem von der Normalen abweichende Stromlinien registriert werden.

Aufgrund des begrenzten d_{min}/s-Verhältnisses werden auch solche Teilchen Streulichtimpulse aussenden, die das MV im Winkelbereich $\Delta\alpha$ zu der von den Strahlseelen aufgespannten Ebene durchfliegen. Soll der dadurch hervorgerufene Fehler in der Abstandsbestimmung $\varepsilon = (s-s')/s$ auf 0,001 begrenzt werden, so ergibt sich aus

$$s' = s \cos \text{arc sin } (\frac{d_{min}}{s}) \qquad (31)$$

die Bedingung

$$\frac{d_{min}}{s} \leq \sin [\arccos(1-\varepsilon)] \approx 1/22 \qquad (32)$$

Alle Streuteilchen, die das Meßvolumen des ZSV in dem oben abgegrenzten Bereich passieren, erzeugen jeweils zwei zeitlich aufeinander folgende Lichtimpulse, deren Zeitabstand (Flugzeit) τ umgekehrt proportional zu ihrer Geschwindigkeit ist.

$$\tau = \frac{s}{u_\perp} \qquad (33)$$

Die Wahrscheinlichkeit bzw. die Rate für das Auftreten solcher Doppelimpulse ist ein Maß dafür, wie gut die von den beiden Strahlen aufgespannte Ebene mit der der mittleren Strömungsrichtung übereinstimmt. Durch Verdrehen des MV's um die eigene optische Achse kann so die Richtung der Strömung bestimmt werden. Die Auswertung der von einer Beobachtungsoptik registrierten Impulse kann qualitativ über einen Oszillographen exakt mittels eines Vielkanalanalysators oder Correlators vorgenommen werden und wird in Kap. 7 näher beschrieben.

5.4 Vergleich des LD- und des ZS-Verfahrens im Hinblick auf eine Anwendung zur Strömungsuntersuchung in engen Stabgittern

Bei der Überlegung, welches der beiden vorgestellten Verfahren sich besser zur Strömungsuntersuchung in engen Stabgittern eignet, müssen neben den spezifischen Vor- und Nachteilen die Besonderheiten einer für solche Untersuchungen geeigneten Meßstrecke berücksichtigt werden.

Während in vielen Anwendungsfällen, zum Beispiel bei Windkanal-, Freistrahl- oder Flammenuntersuchungen um den Meßkanal genügend Raum für eine getrennte Anordnung von

erzeugender und beobachtender Optik vorhanden und somit die Ausnutzung des wesentlich intensiveren Vorwärtsstreulichts möglich ist, müssen diese beiden Komponenten hier zusammengefaßt und auf engstem Raum - in einem umströmten Rohr (Φ_i = 24 mm, sh. Kapitel 4) - untergebracht werden. Eine weitere Reduzierung dieses Durchmessers auf 10 mm ist vorgesehen, und wie an dem später beschriebenen Strahlengang ersichtlich, auch ausführbar. Prinzipiell wäre es möglich, die entsprechenden optischen Bauteile in benachbarten Rohren unterzubringen. Da die erforderliche exakte Ausrichtung aufeinander aber einen nicht unbeachtlichen Justieraufwand erfordert, welcher fernbedient von außerhalb des Rohrbündels kaum durchführbar erscheint, wird diese Möglichkeit nicht näher in Betracht gezogen.

Aufgrund der relativ engen Strömungskanäle zwischen den einzelnen Rohren muß weiterhin das Problem der Hintergrundstrahlung beachtet werden. Sie entsteht beim Auftreffen der das MV erzeugenden Lichtstrahlen auf begrenzende Wände und wirkt sich, da sie von der Beobachtungsoptik ja zum Teil aufgenommen wird, auf dem Photomultiplier als zusätzlicher Rauschanteil aus und kann um bis zu 6 Größenordnungen über dem Anteil des Teilchenstreulichts liegen.

Beim LDV ist wegen des geringeren Fokussierungsgrades der Intensitätsgradient in Richtung der Strahlachse wesentlich geringer als beim ZSV. Die Hintergrundstrahlung bei Messung in Wandnähe wirkt sich daher wesentlich stärker aus und ist durch geeignete Blenden nur abzuschirmen, wenn die erzeugenden Strahlen einen Winkel θ zueinander bilden, der größer ist als der von der Beobachtungsoptik aufgespannte Winkel θ . Einen optischen Aufbau des LDV sowie das Problem der Hintergrundstrahlung stellt Bild 14 dar.

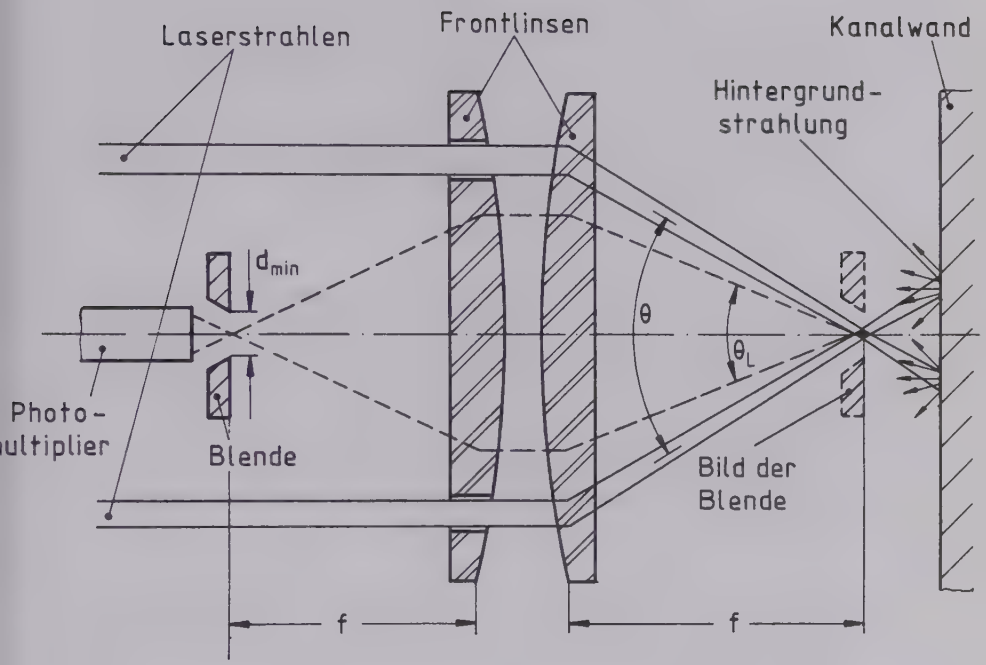


Bild 14: Optischer Aufbau und Hintergrundstrahlung beim LDV

Berechnungen über die Hintergrundstrahlung wurden von Schodl / 9 / angestellt, der zu dem Ergebnis kommt, daß das LDV für eine Anwendung in engen Strömungskanälen wegen der dabei erforderlichen Messung in Wandnähe weniger gut geeignet ist als das ZSV.

Ein Vorteil des LDV kann in der Tatsache gesehen werden, daß sein relativ großes Meßvolumen (φ ca. 1 mm) von mehr Teilchen passiert wird, wodurch eine schnellere Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeit und Richtung möglich ist.

In diesem Punkt ist aber gleichzeitig auch der entscheidende Nachteil des LDV zu sehen, denn um auch nur eine gleich große Streulichtleistung wie beim ZSV zu erreichen - wegen der hohen Frequenz der Signale wäre eine größere vorteilhafter - muß für die gleiche Lichtintensität im MV ein Vielfaches an Laserleistung bereitgestellt werden.

Das Prinzip der Zeitintervallmessung beim ZSV stellt für die heute verfügbare Elektronik ein wesentlich geringeres Problem dar als die Frequenzanalyse von LD-Signalen.

Die Möglichkeit, das gesamte optische System in einer rohrförmigen Sonde unterzubringen, besteht wegen des prinzipiell einfacheren Strahlenganges beim ZSV eher als beim LDV.

Die bei der Durchdringung von nicht planparallelen Fenstern - hier zylindrischen Rohrwänden - auftretenden Abbildungsfehler (vgl. Kap.8.1) bewirken beim LDV eine Veränderung der Interferenzstreifenabstände bzw. eine "Verwischung derselben, so daß eine Messung nicht mehr möglich ist. Beim ZSV kann es zwar zu einer Vergrößerung der Fokidurchmesser kommen, dieser kann aber durch eine stärkere Strahlaufweitung entgegengewirkt werden.

6. Entwicklung der Laser-Zwei-Fokus (L-2-F)-Sonde nach dem Zeitschrankenprinzip zur Untersuchung von Stabgitterströmungen

Eine Untersuchung von Strömungen um enge Stabgitter ist mit optischen Meßmethoden von außerhalb des Bündels - durch Beobachtungsfenster in der Kanalwand - nur für die erste Stabreihe möglich /3/. Da sich hier der Randeinfluß noch relativ stark bemerkbar macht /2/, ist es erforderlich, Messungen im Inneren des Bündels durchzuführen. Ein dazu geeignetes Gerät wurde parallel zu dem in Kapitel 4 beschriebenen Strömungsversuchsstand entwickelt.

Folgende Bedingungen waren dabei einzuhalten:

- Das Meßvolumen soll aus jeweils einem der umströmten Plexiglasrohre heraus durch Verstellung von außen an jede Stelle des Strömungskanals gebracht werden können.

- Die Strömung soll nach Betrag und Richtung ermittelt werden. Um festzustellen, welcher der Foki das Start- bzw. Stopsignal liefert (Vorzeichen der Strömung), ist eine getrennte Aufnahme des Streulichts auf jeweils einem Photomultiplier notwendig.

- Die Anzahl der optischen Bauelemente ist möglichst gering zu halten, um unnötige Lichtverluste zu vermeiden.

- Das Gerät soll kompakt ausgeführt und leicht zu handhaben sein. Dazu muß die das Meßvolumen erzeugende und die beobachtende Optik zusammengefaßt werden (Aufnahme des Rückstreulichts).

Aus diesen Forderungen resultiert das Konzept, einen Laserstrahl in das jeweilige Rohr einzubringen, ihn aufzuspalten, die beiden Teilstrahlen parallel zueinander fokussierend als Meßvolumen in die Strömung umzulenken und

das entstehende Streulicht wenigstens teilweise, getrennt nach dem jeweiligen Entstehungsort, aufzufangen und den Photomultipliern zuzuleiten. Um die relativ großen Multiplier nicht fest mit der übrigen Optik verbinden zu müssen, sollen zur Obertragung des Streulichts Lichtwellenleiter Verwendung finden.

Ein entsprechender Strahlengang wurde in ausführlichen Laborversuchen ermittelt.

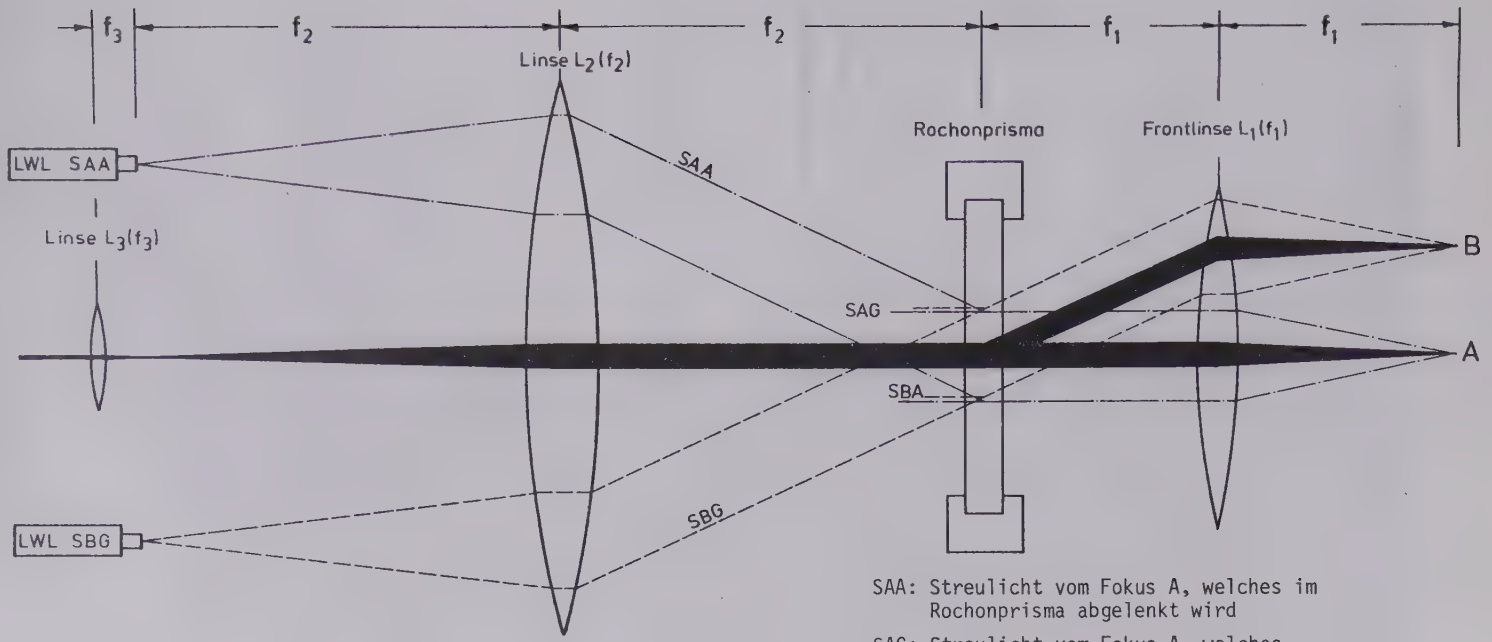
6.1 Strahlengang

Durch Verwendung einer einzigen Optik sowohl zur Erzeugung des Meßvolumens als auch zum Auffangen des Streulichts ist eine Reduzierung der optischen Bauteile auf ein Minimum möglich.

Eine geeignete Anordnung zeigt Bild 15.

Ein zirkularpolarisierter Laserstrahl wird über das Linsensystem L_1-L_2 aufgeweitet und im Rochonprisma [1)], welches sich im Abstand $f_2' = f_2 = 300$ mm vor der Linse L_2 befindet, aufgeteilt in zwei senkrecht zueinander polarisierte, weiterhin zylindrische Teilstrahlen gleicher Intensität. Der eine tritt in Richtung des einfallenden Strahls - auf der optischen Achse - aus, der zweite spannt dazu einen Winkel von $\theta = 0{,}6^{\circ}$ auf. Der Teilungspunkt liegt im Brennpunkt der Frontlinse L_1 mit der Brennweite $f_1 = f_1' = 40$ mm, welche die auftreffenden Teilstrahlen parallel leitet und jeweils fokussiert, so daß ein wie in Abschn. 5.3 beschriebenes Meßvolumen entsteht. Der Abstand s der beiden Foki ergibt sich hier zu 0,418 mm; der kleinste Durchmesser ist gemäß Gl. (23) abhängig vom Durchmesser des aufgeweiteten Strahls und beträgt normalerweise 16 µm. Durch Austausch der Linse L_3

1) Dieser Strahlteiler ist ein aus zwei Hälften - welche unter entsprechend dem gewünschten Teilungswinkel θ geschliffen und aneinandergekittet sind - bestehendes Kalkspatprisma, welches gemäß den Ableitungen in Kap. 5.3 angefertigt wurde.



SAA: Streulicht vom Fokus A, welches im Rochonprisma abgelenkt wird

SAG: Streulicht vom Fokus A, welches gerade durch das Rochonprisma fällt

SBA
SBG: analog

Bild 15 Strahlengang

kann eine unterschiedliche Aufweitung und somit eine Veränderung des Meßvolumens erfolgen, ohne in das übrige System eingreifen zu müssen.

Das in den beiden Foki entstehende Streulicht wird, soweit es in den Öffnungswinkel der Frontlinse L_1 (ca. 10^o) zurückfällt, von dieser aufgenommen und den beiden Teilstrahlen entgegen auf das Rochonprisma gelenkt. Hier wird von jedem Streulichtstrahl eine Hälfte abgelenkt, während die andere ungehindert passiert.

Die in relativ großem Abstand (300 mm) dahinter angeordnete Linse L_2 des Aufweitungssystems fokussiert nun die von der optischen Achse abweichenden Teilstrahlen, die jeweils dem Streulicht eines Fokuspunktes entsprechen, auf die Eingänge zweier Lichtleiter, welche mit den Photomultipliern der Auswerteelektronik verbunden sind. Der aus Streulicht beider Foki bestehende Zentralstrahl steht für die Auswertung nicht zur Verfügung.

Die Möglichkeit, Lichtleiter zur Übertragung des Streulichts und eventuell des Laserstrahls zu verwenden, wird im folgenden kurz diskutiert.

6.2 Einsatz von Lichtwellenleitern

Bei den bisher ausgeführten Laser-Velocimetern sind der Laser, das optische System und die Photomultiplier in einer festen Einheit aneinander gekoppelt. Die dadurch bedingte große Bauweise sowie das hohe Gewicht ist für die hier vorgesehene Anwendung sehr unvorteilhaft. Zudem ist es nicht möglich, bei einem erforderlichen Öffnungswinkel der Beobachtungsoptik von ca. 10^o mit dem Meßvolumen tief genug durch die Freiräume des Stabbündels in den Strömungskanal vorzudringen.

Die einzelnen Komponenten müssen daher getrennt angeordnet werden, so daß nur der optische Kopf in einer

Sonde zusammengefaßt wird, welche in die umströmten Rohre eingebracht werden kann.

Zur Kopplung dieser Komponenten bieten sich Lichtwellenleiter (LWL) zur Obertragung des Streulichts vom optischen Kopf zu den Multipliern und eventuell zur Einbringung des Laserstrahls an.

Dazu bestehen zwei Möglichkeiten: die Verwendung einer Indexfaser und die der Gradientenfaser. Letztere ist die bisher weniger bekannte und wird, da sie für den hier angestrebten Verwendungszweck keinerlei Vorteile gegenüber der Indexfaser bietet, nicht weiter in Betracht gezogen.

Speziell für die Einkopplung des Laserstrahls in die Sonde bietet sich zudem die Verwendung einer Monomodefaser an. Dieser Fasertyp hat einen Kerndurchmesser, der im Bereich der Lichtwellenlänge liegt, so daß keine Reflexion an den Wänden auftreten und sich somit nur eine Mode ausbilden kann. Dieser LWL-Typ ist aber schwer zu handhaben, wie im folgenden noch beschrieben wird, und scheidet daher aus.

Das Prinzip der Lichtübertragung in einer Index-Lichtleitfaser zeigt Bild 16.

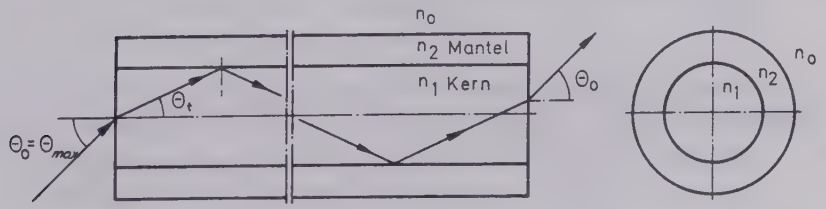


Bild 16 Index-Lichtleitfaser

Der LWL besteht aus zwei konzentrisch zueinander angeordneten optischen Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex. Das an den Stirnflächen eintretende Licht wird durch Totalreflexion an den Grenzflächen der beiden Medien weitergeleitet.

Der Winkelbereich, unter welchem Licht aufgenommen und auch wieder abgestrahlt wird, ergibt sich aus der Numerischen Apertur /19/:

$$NA = n_o \sin\theta_o = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \qquad (34)$$

wobei n_1 und n_2 die Brechungsindices von Faserkern und Fasermantel sind.

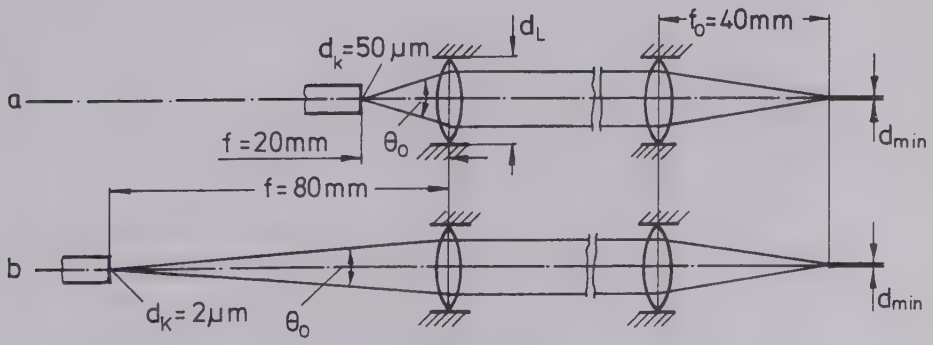
Die Übertragungsverluste setzen sich im wesentlichen zusammen aus Einstrahlverlusten und Dämpfung, wobei letztere nur bei großen Entfernungen eine Rolle spielt. Eigene Messungen zeigten, daß bei den hier verwendeten Fasern das Licht um etwa 32 % abgeschwächt wird.

Die Übertragung des Streulichts ist relativ unproblematisch. Zwei Silikatglas-Index-Faserbündel, welche aus jeweils ca. 440 ungeordneten Einzelfasern mit einem Durchmesser von 50 µm bestehen, werden einerseits in die Streulichtfoki justiert (siehe Strahlengang) und andererseits an die entsprechenden Photomultiplier gekoppelt.

Bei der Übertragung des Laserstrahls ist die Verwendung von nur einer einzigen Faser mit möglichst kleinem Durchmesser und geringer Numerischer Apertur erforderlich, da die Foki des MV's eine Abbildung der das Licht abstrahlenden Faseraustrittsfläche darstellen. Bei den günstigsten verfügbaren Index-Fasern beträgt der Kerndurchmesser d_k 50 µm und der Abstrahlwinkel ca. 24^o.

Für eine vorgegebene Frontlinse von $f_o' = 40$ mm mit einem Durchmesser d_L von 10 mm ergibt sich somit, wenn das gesamte Licht ausgenutzt werden soll, ein Abbildungsverhältnis von ca. 2, was einem kleinsten Durchmesser der Foki d_{min} im MV von 100 µm entspricht(sh. Bild 17). Da dieser Durchmesser für die vorliegende Anordnung um mehr als eine Zehnerpotenz zu groß ist, bietet sich für die Übertragung des Laserstrahls nur die Verwendung einer Monomode-Faser an. Dieser LWL-Typ besitzt einen Kerndurchmesser von ca. 2 µm mit einem Ein- bzw. Abstrahlwinkel θ_o von nur etwa $2{,}5^o$ (Bild 17b). Da aber der einzuspeisende Laserstrahl nicht mit einem solchen Konvergenzwinkel auf diesen Durchmesser fokussiert werden kann und auch die notwendige Justiereinrichtung relativ großen Aufwand erfordern würde, muß auf eine Abkopplung des Lasers von dem optischen Kopf verzichtet werden.

Die konstruktive Ausführung der endgültigen L-2-F-Sonde wird im folgenden erläutert.



a: Index Faser; b: Monomode Faser

Bild 17 Einbringen des Laserstrahls in den optischen Kopf mittels LWL

6.3 L-2-F-Meßsonde

Da die Strömungsuntersuchungen aus den umströmten Plexiglas-Rohren des Bündels heraus vorgenommen werden sollen, ist es zweckmäßig, die Komponenten des optischen Kopfes (Bild 15) in einer rohrförmigen Sonde unterzubringen, an deren Spitze ein Spiegel das Meßvolumen in den Meßkanal umlenkt. Da hier, im Gegensatz zu anderen Laser-Velocimetern, nur eine geringe Anzahl an optischen Bauteilen erforderlich ist und somit die Verluste gering bleiben, reicht ein Zehntel der Laserleistung aus, welche in üblichen Geräten erforderlich ist (hier 2 mW). Die daraus resultierende kleine Bauweise des Lasers ermöglicht eine Ankopplung von Laser und LWL-Justiervorrichtung an die in einem Rohr des Bündels gelagerte Sonde, ohne daß eine zusätzliche Halterung benötigt wird. Da sich im Strahlengang keine beweglichen Teile befinden, ist ein Nachjustieren nicht erforderlich.

Bild 18 zeigt das Gesamtsystem.

Die Position des Meßvolumens kann wie folgt verändert und bestimmt werden:

- Durch entsprechende Einschubtiefe der Sonde können alle Bereiche entlang der Rohrachse angefahren werden,

- durch Veränderung des Abstandes Spiegel - Frontlinse kann das MV in radialer Richtung verfahren werden. Der für den entsprechenden Bereich axial verschiebbar und um 360^{o} verdrehbar an der Sonde befestigte Spiegel stützt sich am Pl-Rohr ab, so daß er während des Betriebs seine Position beibehält. Die Abstandsänderung entspricht der außen meßbaren Änderung der Einschubtiefe. Für die Bestimmung des Abstandes MV - Plexiglasrohr-Außenwand in der Wasserversuchsstrecke müssen die unterschiedlichen Brechungsindices berücksichtigt werden,

- durch Verdrehen des Geräts um die optische Achse - der Spiegel behält dabei seine Position - kann das MV um die eigene Achse gedreht werden. Der Winkel wird dabei von einem mitbewegten Drehpotentiometer erfaßt, an dessen Achse ein Pendel stets die Vertikalrichtung anzeigt,

- durch Ankoppeln des Spiegels an das übrige System kann dieser mit dem Gesamtgerät um die optische Achse gedreht und somit um das Rohr herum verfahren werden. Der entsprechende Winkel wird dabei mit der oben beschriebenen Potentiometer-Pendel-Einrichtung registriert.

Die elektronischen Auswerte- und Versorgungsgeräte werden im folgenden beschrieben.

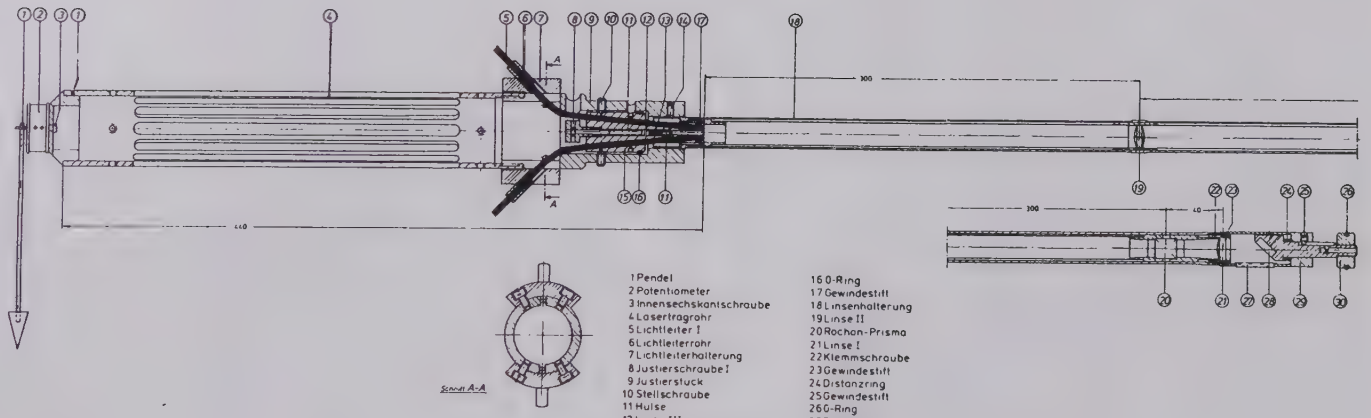


Bild 18 Laser-Zwei-Fokus-Meßsonde

7. Elektronische Signalverarbeitung

Die in den Photomultipliern in elektrische Signale umgewandelten Streulichtimpulse werden in einem Auswertegerät zu einem Histogramm aufsummiert und zur weiteren Auswertung über Lochstreifen dem Rechner zugeführt.

Im Blockschaltbild 21 sind die wichtigsten Komponenten der Elektronik zusammengefaßt. Tabelle 1 enthält die zugehörigen Daten.

Die Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher) liefern nach Auftreffen von Lichtquanten mit einer Anstiegszeit von 3 ns ein analoges elektrisches Signal. Übersteigt der Anodenstrom bei zu starkem Lichteinfall einen gewissen Grenzwert, so trennt eine Schutzschaltung die an den Multiplierdynoden anliegende Hochspannung ab, um eine Beschädigung der Kathode zu vermeiden.

Nach einer Verstärkung können die Signale auf einem Zweistrahl-Oszillographen zur qualitativen Strömungsuntersuchung benutzt werden. Der Abstand der Doppelimpulse gibt die Flugzeit, die Häufigkeit ihres Auftretens ein Maß für die Übereinstimmung der von beiden Strahlen aufgespannten Ebene und Strömungsrichtung an.

Ein solches Oszillogramm zeigt Bild 19.

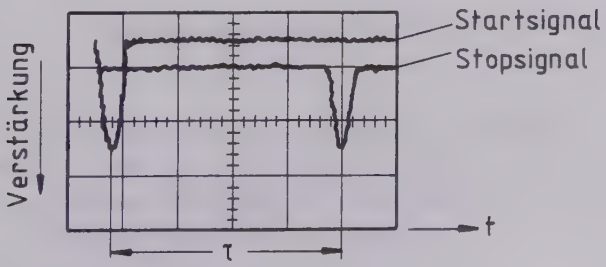


Bild 19 Oszillogramm der L-2-F-Signale

Diese Signale werden anschließend in einem Schmitt-Trigger in Normimpulse umgewandelt und - ihrem zeitlichen Abstand entsprechend - zu einem Histogramm aufgesammelt. Dies erfolgt, indem der aus dem ersten Fokus resultierende Startpuls in einem vorgebbaren Sample-Takt durch die 64 Stufen eines Schieberegisters läuft, welche über eine Gate-Schaltung jeweils mit einem Speicher verbunden sind. Ein im zweiten Fokus erzeugter, später eintreffender Stopimpuls betätigt die Gate-Schaltung, so daß alle im Schieberegister befindlichen Startsignale entsprechend ihrer Position und somit der Flugzeit registriert werden.

Bild 20 zeigt das Prinzip des Auswertegerätes.

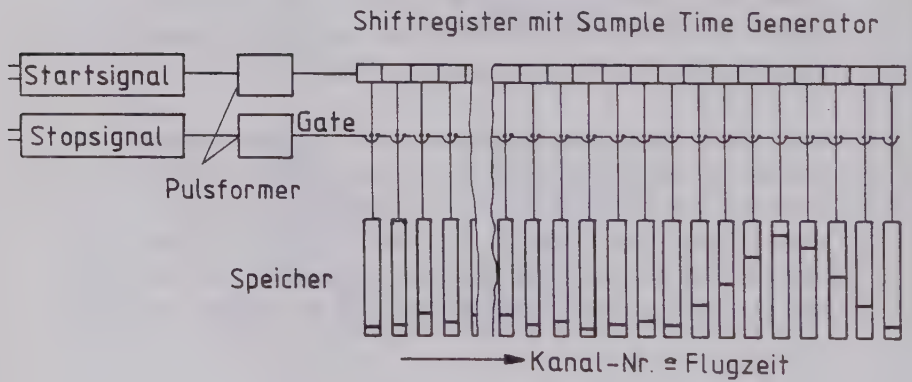


Bild 20 Funktionsprinzip des Auswertegerätes

Nach Verstreichen der Flugzeit τ wird ein Teilchen, das beide Foki passiert, ein Stopsignal auslösen und somit die Erhöhung des entsprechenden Speicher-Wertes bewirken. Doppelimpulse, die von unterschiedlichen Partikeln

ausgelöst werden und somit nur mit geringer Wahrscheinlichkeit einen zeitlichen Pulsabstand aufweisen, der dem der "richtigen" Doppelpulse entspricht, haben ein Ansteigen der übrigen Speicher-Werte zur Folge. Dies wird als Grundrauschen registriert und stellt die Nulllinie des Histogramms dar.

Die Auswertung der so gewonnenen Häufigkeitsverteilung mittels Rechner wird in Kap. 10 beschrieben.

Zur Ermittlung der Strömungsrichtung sind nacheinander Verteilungen unter verschiedenen Winkeln aufzunehmen. Um nun die einzelnen Meßreihen untereinander vergleichen zu können, sind stets gleiche Meßbedingungen einzuhalten. Bei zeitlich konstanter Strömung wird hier als gemeinsames Bezugsmaß die Teilchenzahl herangezogen, da die Zeit aufgrund der sich möglicherweise ändernden Teilchendichte weniger geeignet erscheint. Ein Zähler unterbricht den Meßvorgang, sobald die Anzahl der gewünschten Impulse registriert wurde. Diese liegt je nach Turbulenzgrad zwischen 20000 und 60000 Start- und gleichvielen Stopsignalen.

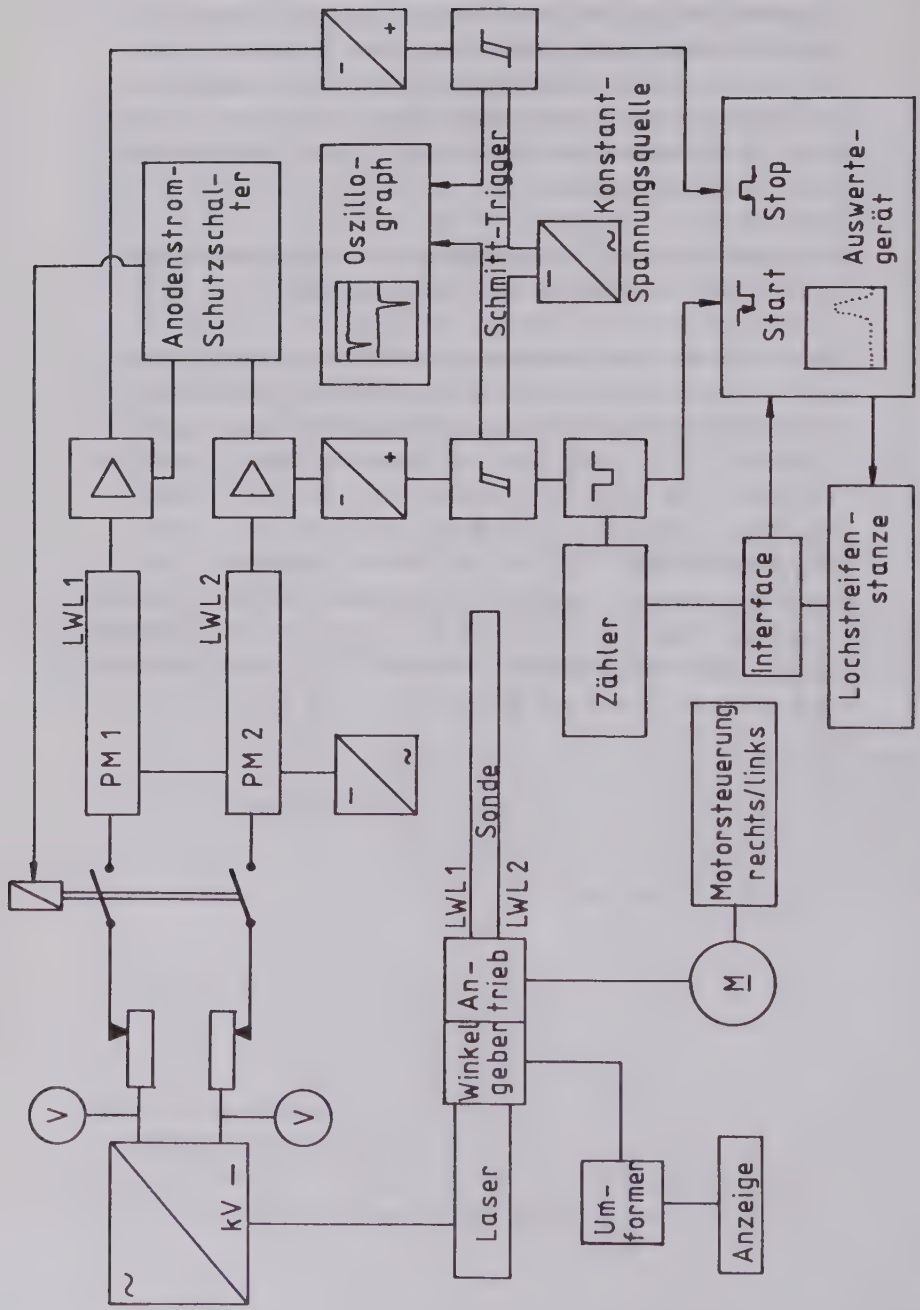


Bild 21 Blockschaltbild der elektronischen Signalverarbeitung

Gerät	Spezifikationen	Hersteller
Hochspannungsversorgung	Arbeitsbereich: 0-3,5 kV; einstellbar mit 1 V Genauigkeit	Knott
Gleichspannungsversorgung	Arbeitsbereich: ± 10,9999 V; " " ± 0,1 mV Genauigkeit	Burster
Anzeige	Arbeitsbereich: ± 5,0000 V; " " ± 100 µV Genauigkeit	Burster
Zähler	1-10^7 Zählungen, ± 1 digit genau; Grenzfrequenz: 100 MHz	Kontron
Laserkanone	He-Ne-Laser mit λ = 632 nm; Strahldurchmesser 0,72 mm, unpolarisiert, Ausgangsleistung: 2 mW	CWR
Photo-Multiplier	Anstiegszeit: 2,7 x 10^{-9}s - mit S20-Kathode	RCA
Verstärker	Eingang: 0-300 mV; Verstärkung: 25 dB; Grenzfrequenz: 30 MHz	Polytec
Lochstreifenstanze	ASCII-Codierung; 8-Spur-Aufzeichnung	Facit
Auswertegerät	beliebig einstellbare Sampletime; 64 Kanäle	Ford-Instruments
Oszillograph	Eingang: 0,1V-10V; Grenzfrequenz: 100 MHz	Tektronix
Interface	Steuerimpulsaufbereitung zwischen Correlator und Stanze	Eigenbau
Anodenstromschutzschalter	Ansprechbereich ab 0,1 mA	Eigenbau
Pulsumwandlung Pulsaufbereitung	pos. Signal 2,5 V-5V auf TTL-Pegel 3,5-5V; Grenzfrequenz: 10 MHz	Eigenbau

Tab. 1 Technische Daten

8. Untersuchung des Meßvolumens

Neben der rechnerischen Ermittlung von Strahldurchmesser und -abstand sowie der axialen Ausdehnung des Meßvolumens - begrenzt durch die Bedingung $r(z) = 2r_{min}$ - ist eine meßtechnische Untersuchung erforderlich, da Fertigungsfehler der optischen Bauteile und Justierfehler beim Zusammenbau derselben in der Rechnung nicht berücksichtigt sind.

Eine relativ leicht durchführbare Methode zur experimentellen Bestimmung dieser Abmessungen stellt die vergrößerte Abbildung des Meßvolumens mittels eines Mikroskopobjektivs auf einen entfernt liegenden Schirm dar.

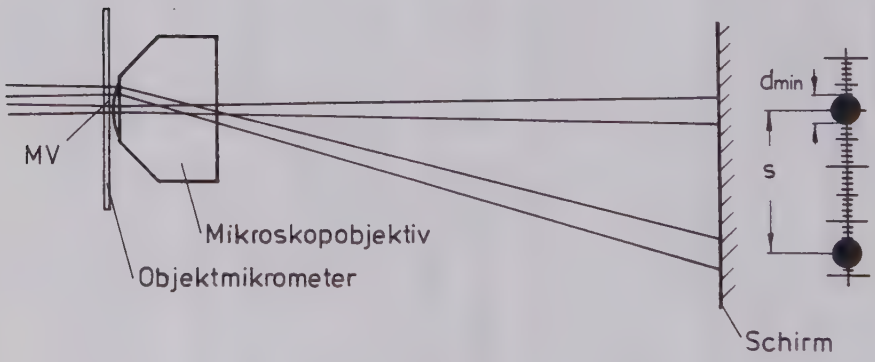


Bild 22 Verfahren zur Bestimmung der Abmessungen des Meßvolumens

Nach Einjustierung des Objektmikrometers (Strichplatte) und Mikroskopobjektivs derart, daß der Maßstab scharf auf dem Schirm abgebildet wird, kann durch Verfahren dieser Einheit in Richtung der optischen Achse die Stelle des kleinsten Strahldurchmessers ermittelt werden. Die Abmessungen lassen sich direkt auf dem Schirm ablesen; Abbildungsfehler brauchen nicht berücksichtigt zu werden, da Meßvolumen und Maßstab gleichzeitig abgebildet werden. Subjektive Ablesefehler werden durch mehrmaligen Aufbau der Anordnung und die Beteiligung mehrerer Personen vermieden, so daß die Abstandsbestimmung mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden kann. Der Durchmesser der Strahlen läßt sich aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt und der logarithmischen Empfindlichkeitscharakteristik des Auges nur weniger genau angeben (sh. Tab. 2).

Da die Messungen an einer Wasserströmung durchgeführt werden sollen, muß die Veränderung des Strahlenganges beim Durchdringen der Plexiglasfenster bzw. -rohrwände des Strömungskanals und die Ausbreitung im Strömungsmedium berücksichtigt werden.

Dringt ein fokussierender Laserstrahl durch eine planparallele Glaswand, die auf beiden Seiten von Luft umgeben ist, so wird die Brennweite um den Betrag Δf_L vergrößert; das heißt, das Meßvolumen wird in Richtung der optischen Achse nach vorn verlagert(Bild 23). Die Änderung des Meßvolumenabstandes Δf_L ist bis zu einem Einfallswinkel von $\beta = 5^o$ - entsprechend dem hier gewählten Beobachtungswinkel von 10^o - nahezu konstant und nur von der Dicke des Fensters und dessen Brechungsindex abhängig.

$$\Delta f_L = d_F\left(1-\frac{\cos\beta}{\sqrt{n_F^2-\sin^2\beta}}\right) \approx d_F\left(1-\frac{1}{n_F}\right) \qquad (35)$$

Befindet sich meßvolumenseitig ein Strömungsmedium mit dem Brechungsindex n_w, so ist Δf_w zusätzlich von diesem und dem Abstand der Frontlinse L_2 zum Fenster abhängig. Bild 23 zeigt die Zusammenhänge.

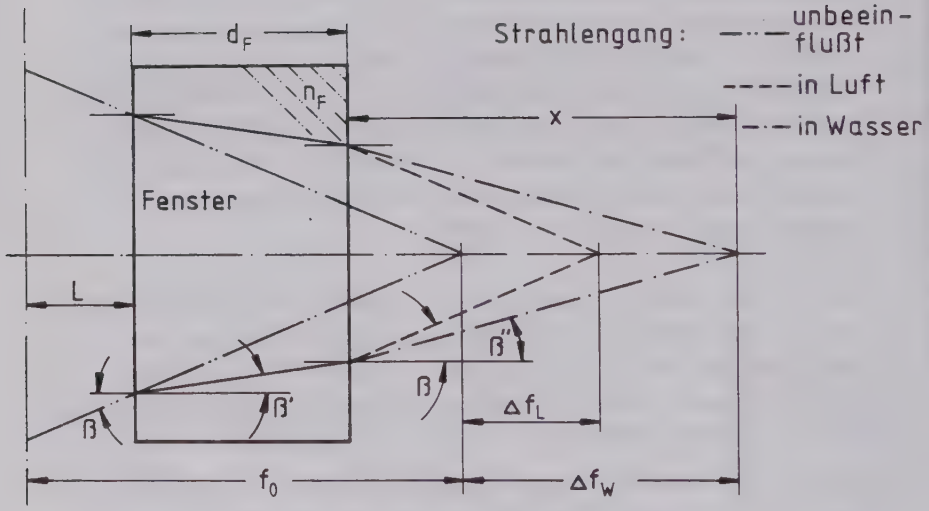


Bild 23 Fokussierung eines Lichtstrahls durch ein Fenster

Der Abstand x des Meßvolumens zum Fenster ergibt sich somit zu:

$$x = \frac{(f_o - L)\tan\beta - d_F \tan[\arcsin(n_L/n_F \sin\beta)]}{\tan[\arcsin(n_L/n_w \sin\beta)]} \qquad (36)$$

oder mit den entsprechenden Daten und bei Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit:

$$x = 47{,}97 - 1{,}33\ L \qquad (37)$$

Bei der hier vorliegenden Meßstrecke (vgl. Kap. 4) werden die das Meßvolumen erzeugenden Strahlen aus dem Inneren der umströmten Plexiglasrohre in das Fluid gelenkt. Sie durchdringen dabei die zylinderförmige Rohrwand. Diese wirkt nun wie eine Zylinderlinse, und aufgrund des dadurch hervorgerufenen Astigmatismus - dieser Abbildungsfehler wird im folgenden Kapitel kurz erläutert - vermindert sich die Intensität der Foki so stark, daß bei Abständen x des MV's zur Rohraußenwand von mehr als 8 mm keine Messungen mehr möglich sind. Dieser astigmatische Fehler entsteht wegen der großen Differenz der Brechungsindices im wesentlichen beim Übergang Luft-Plexiglas und kann daher durch Einbringen einer Plexiglas-Zylinderlinse, deren Krümmungsradius dem Innendurchmesser des Plexiglasrohres angepaßt ist, stark herabgesetzt werden.

Bei Meßpunkten, die mehr als 8 mm von der Rohrwand entfernt liegen, macht sich aber auch der Einfluß der unterschiedlichen Brechungsindices von Rohrwand und Wasser hinsichtlich dieses Fehlers bemerkbar, so daß für solche Punkte der durchstrahlte Wandbereich geschliffen werden muß und somit ein insgesamt ebenes Fenster entsteht,wie in Bild 24 gezeigt wird.

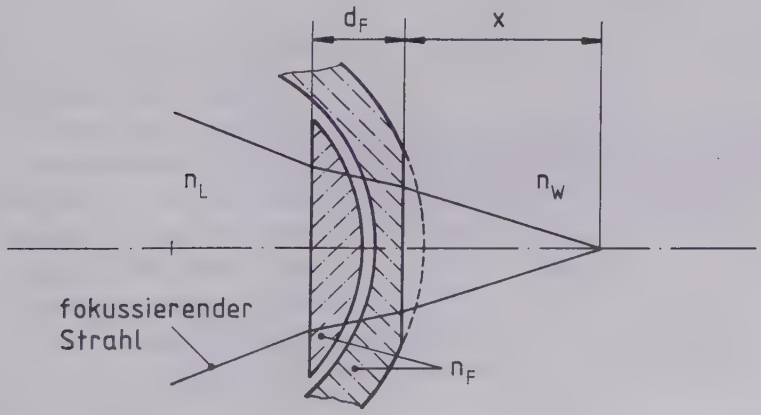


Bild 24 Ausführung des Fensters zur Vermeidung des Astigmatismus

Die Ergebnisse der Untersuchungen des Meßvolumens in Luft wie bei Durchstrahlung des oben beschriebenen Fensters bei unterschiedlichen Eindringtiefen x ins Wasser sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Abmessungen / Meßvolumen	d_{min} [µm]	s [µm]	l [µm]
in Luft	9,9	417	200
in Wasser x = 3mm	9,7	423	ca. 500
x = 10 mm	8,5	426	ca. 500
x = 18 mm	10,5	432	ca. 600

Tab. 2 Abmessungen des Meßvolumens

Die Kalibrierung der zur Winkelanzeige verwendeten Potentiometer-Pendel-Einrichtung (Kap. 6.3) erfolgt, indem das nach obigem Verfahren vergrößert abgebildete MV in 90^{o}-Schritten verdreht wird.

8.1 Der astigmatische Abbildungsfehler

Bei der optischen Abbildung der das Meßvolumen erzeugenden Strahlen durch die Plexiglasrohrwand in den Strömungskanal macht sich besonders der astigmatische Abbildungsfehler bemerkbar. Er tritt immer auf bei der Abbildung von seitlich zur optischen Achse gelegenen Punkten eines Gegenstandes durch eine Linse, indem das schräg durch die Linse tretende Lichtbüschel keinen Bildpunkt, sondern zwei in einem gewissen Abstand liegende, zueinander senkrechte Bildlinien erzeugt.

Diese Erscheinung sei an einem besonderen Typus astigmatisch brechender Trennflächen zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex, der Zylinderfläche - entsprechend der hier zu durchstrahlenden Rohrwand - erläutert /20/.

Für ein auf eine Zylinderfläche auftreffendes Strahlenbüschel betrachte man die Meridionalebene M und die Sagittalebene S. Die Strahlen der Meridionalebene, welche die Zylinderfläche längs der Geraden abc schneiden, vereinigen sich im Bildpunkt B_M hinter der Fläche, während die längs der Kreislinie dbe einfallenden Strahlen der Sagittalebene aufgrund der stärkeren Brechung erst im Bildpunkt B_S zusammenlaufen.

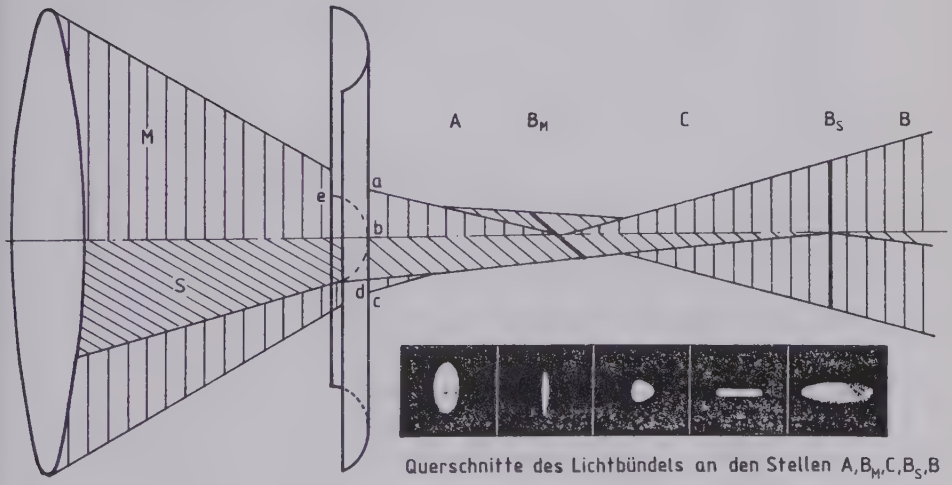


Bild 25 Astigmatische Abbildung bei einer Zylinderfläche

In diesen Punkten bilden die Strahlen der jeweils anderen Ebene senkrecht aufeinander stehende Bildlinien, deren Abstand astigmatische Differenz genannt wird. Dazwischen bildet sich der Kreis der kleinsten Konfusion aus.

Bei den hier verwendeten Plexiglasrohren beträgt die astigmatische Differenz bei einem Abstand x von Rohraußenwand-Meßvolumen von 18 mm ohne die in Bild 24 gezeigte spezielle Fenstergestaltung ca. 6 mm, bei Verwendung derselben nur ca. 0,7 mm und ist somit insbesondere bei kleineren Abständen x ohne Einfluß auf die Messung.

9. Fehleranalyse

Die Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit u erfolgt durch Auswertung der Meßwerte, des Strahlabstands s und der Teilchenflugzeit τ. Beide Meßgrößen können nur mit einer gewissen Unsicherheit festgestellt werden.

9.1 Fehler der Geschwindigkeitsmessung

Weil nicht die Laufzeit der Teilchen längs einer Strekke s (nur eine Dimension), sonderen deren Flugzeit τ durch ein zwar langgestrecktes Volumen - das Meßvolumen - mit der Hauptachse s der Höhe d_{min} und der Tiefe l bestimmt wird, ergeben auch Partikel auf Bahnen, die gegen diese Hauptachse geneigt sind, auswertbare Doppelimpulse, welche jedoch Strecken $s^* \neq s$ zuzuordnen sind. Die Differenz $s - s^*$ geht als systematischer Fehler in die Berechnung der Geschwindigkeit ein, da s^* immer nur größer als der Strahlabstand s sein kann und somit die aus

$$u = \frac{s}{\tau} \tag{38}$$

ermittelte Geschwindigkeit immer kleiner als die wirkliche Teilchengeschwindigkeit ist.

Zur Abschätzung dieses Fehlers muß zum einen die aus dem Turbulenzgrad vorgegebene Winkelverteilung $G(\gamma)$ und die daraus resultierende mittlere Wahrscheinlichkeit für das Abweichen der Teilchenbahnen von der Hauptachse s zur größeren Strecke s^* berücksichtigt werden, als auch zum anderen die mit steigendem Winkel γ abnehmende Wahrscheinlichkeit $1 - s \tan\gamma$ für die Registrierung von Doppelimpulsen (sh. Bild 13).

Daraus ergibt sich für den mittleren Weg $\overline{s^*}$:

$$\overline{s^*} = \frac{1}{\bar{G}} \int_0^{\arctan 1/s} G(\gamma)\,(1 - s\tan\gamma)\, s^*(\gamma)\, d\gamma \tag{39}$$

mit

$$\bar{G} = \int_{0}^{\arctan 1/s} G(\gamma)\,(1-s\tan\gamma)\,d\gamma \qquad (40)$$

Für einen Turbulenzgrad von 20 % - ein größerer ist hier nicht zu erwarten - läßt sich nach numerischer Integration $\overline{s^*}$ angeben zu 426,97 µm.

Es folgt damit für die mittlere Abweichung

$$\overline{\Delta s} = s-\overline{s^*} = -\,6{,}97\ \mu m. \qquad (41)$$

Eine Geschwindigkeit von 1,5 m/s würde demzufolge - entsprechend dem sehr hoch angesetzten Turbulenzgrad um 0,025 m/s oder 1,7 % zu klein angegeben werden. Bei kleineren Turbulenzgraden verringert sich diese Abweichung.

In der Auswertung wird dieser systematische Fehler nicht berücksichtigt, da zum einen der Turbulenzgrad und somit die Verteilungsfunktion $G(\gamma)$, zum anderen die Tiefe l des Meßvolumens nicht genau angegeben werden kann.

Die Bereiche der beiden Foki können nicht als Brenn-p u n k t e angesehen werden, sondern als räumliche Bezirke mit einer Gaußschen Intensitätsverteilung und der näherungsweisen Gestalt von Rotationshyperboloiden mit einer engsten Strahleinschnürung auf den Durchmesser d_{min} (sh. Bild 13) und der durch die nutzbare Intensität des Strahls definierten Tiefe l. Es werden daher Teilchen, welche die Foki in Bereichen unterschiedlicher Intensität passieren, auch unterschiedlich starke Streulichtimpulse aussenden. Ebenso kann dies geschehen dadurch, daß ein Partikel sich auf dem Weg durch das Meßvolumen dreht und somit eine unterschiedlich starke Reflexion bewirkt. Diese Impulse unterschiedlicher Intensität bewirken Photomultipliersignale von unterschied-

licher Breite und Amplitude, was sich in der Flugzeitbestimmung bemerkbar macht. Da diese Schwankungen aber statistisch verteilt sind, machen sie sich über eine Verbreiterung des registrierten Histogramms lediglich in der Turbulenzgradbestimmung, nicht aber in der Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit bemerkbar und sollen daher hier nicht weiter berücksichtigt werden.

Der Fehler durch Auswertung des Histogramms σ_m ergibt sich aus dessen Halbwertsbreite σ nach /21/ zu $\sigma_m = \sigma/\sqrt{n}$, wobei n die Anzahl der Einzelmessungen ist. Für eine Geschwindigkeit von 1,5 m/s ergibt sich daraus ein Fehler von 0,12 %, der nicht weiter berücksichtigt werden soll.

9.2 Fehler durch Registrierung eines verzerrten Teilchenflugzeithistogramms

Im folgenden soll erläutert werden, weshalb die Mittelwerte der von einem Streulichtanemometer aus einer Vielzahl von einzelnen Flugzeitmessungen erstellten Häufigkeitsverteilung nicht mit den zeitlichen Strömungsmittelwerten übereinstimmen.

Dazu betrachte man die Anzahl der Teilchen N_j, welche mit der zugehörigen Geschwindigkeit u_j in einer bestimmten Meßzeit ΔT bei im Fluid homogen verteilten Partikeln von einem L-2-F-Gerät registriert und für die Flugzeitbestimmung ausgewertet werden. Wenn man annimmt, daß im Fluid n Teilchen je Volumeneinheit transportiert werden und G_j der prozentuale Anteil ist, mit welchem die Geschwindigkeit u_j in der turbulenten Strömung auftritt - G_j ist nach der Theorie eine Gauß-verteilte Größe - so folgt, daß durch den Eintrittsquerschnitt A_o in das Meßvolumen

$$N_j = A_o \, \Delta T \, G_j \, n \, u_j \qquad (42)$$

Partikel im Verlauf von ΔT-Sekunden eintreten und für die Zeitmessung verwendet werden.

Ein Histogramm N_j über j unterscheidet sich nun von dem Histogramm G_j(Gaußverteilung) insofern, als das Maximum $\bar{u}(N_j)$ der N_j-Verteilung zu gegenüber dem der G_j-Verteilung $\bar{u}(G_j)$ höheren Geschwindigkeiten verlagert ist; $\bar{u}(N_j) > \bar{u}(G_j)$.

Zur Veranschaulichung diene Bild 26. Es gilt darin für N_j:

$$N_j = C\, G_j\, u_j \qquad (43)$$

mit

$$C = A_o\, \Delta T\, n$$

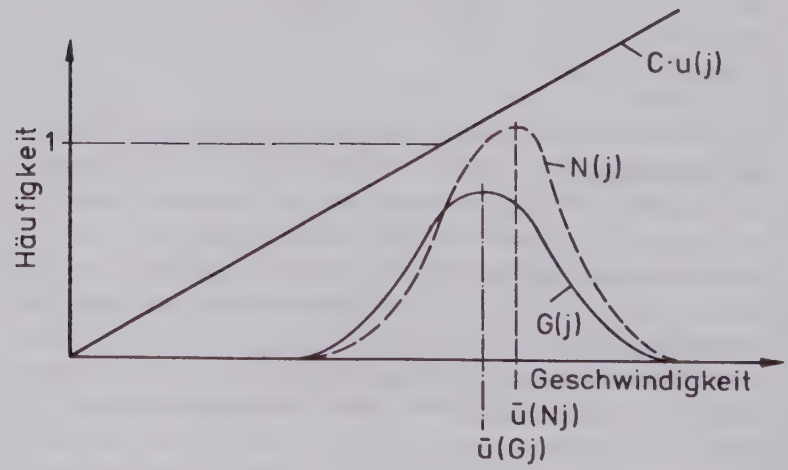


Bild 26 Häufigkeitsverteilungen N_j und G_j

Der gemittelte Geschwindigkeitsmeßwert

$$\bar{u}(N_j) = \frac{\int u_j \, N_j \, d_j}{\int N_j \, d_j} = \frac{\int u_j^2 \, G_j \, d_j}{\int u_j \, G_j \, d_j} \qquad (44)$$

entspricht, wie auch aus Bild 43 ersichtlich, nicht der gesuchten mittleren Aufenthaltsdauer der Partikel im Meßvolumen.

Um die wirkliche mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}(G_j)$ zu errechnen, muß daher das Histogramm N_j auf das Histogramm G_j reduziert werden, entsprechend

$$G_j = \frac{N_j}{C \, u_j} \qquad (45)$$

Es ergibt sich dann für die gesuchte mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}_j(G_j)$:

$$\bar{u}(G_j) = \frac{\int u_j \, G_j \, d_j}{\int G_j \, d_j} \qquad (46)$$

Die bei der Messung ermittelten Werte der Verteilung N_j müssen daher auf die zugehörigen Geschwindigkeiten u_j bezogen werden, um bei der Mittelwertbildung diesen Fehler auszuschließen.

10. Auswertevorgang der Messungen

Die Auswertung der Meßwerte N_j erfolgt in einem Rechner off-line. Dazu werden die im Auswertegerät aus einer Vielzahl von Teilchenflugzeitmessungen erstellten Häufigkeitsverteilungen N(j) über Lochstreifen dem Rechner zugeführt, wo mittels des Auswerteprogramms L-2-F die gesuchten Strömungsmittelwerte $\bar{u}$ berechnet werden. Da immer nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur optischen Achse gemessen wird, muß der Strömungsvektor in einem Raumpunkt durch Messung aus zwei verschiedenen Stäben des Gitters heraus untersucht und komponentenmäßig zusammengesetzt werden. Für den vorliegenden Fall der Stabgitterströmung wird dazu ein einfaches Verfahren angegeben.

10.1 Statistische Methoden

Die Geschwindigkeitsvektoren $\vec{u}(\vec{x})$ einer turbulenten Strömung sind zeitlich nicht konstant, sondern verlaufen regellos und stochastisch, so daß sie durch eine Zeitfunktion nicht beschrieben werden können. Nur mit Hilfe der Statistik ist es möglich, ihre Mittelwerte zu berechnen.

In der Terminologie der Wahrscheinlichkeitstheorie stellt sich $\vec{u}(\vec{x})$ als Zufallsvariable dar, die durch die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\vec{u},\vec{x})$ beschrieben werden kann. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß an einem festen Ort $\vec{x}$ die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors im Bereich $\vec{u} + d\vec{u}$ liegen, wird durch $p(\vec{u},\vec{x})d\vec{u}$ angegeben.

Die Funktion p ist stetig und positiv und erfüllt die Normierungsbedingung:

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int p(\vec{u},\vec{x})d\vec{u} = 1 \qquad (47)$$

Die interessierenden Erwartungswerte (Mittelwerte) der Zufallsvariablen $\vec{u}$ oder einer beliebigen Funktion $F(\vec{u})$ lassen sich aus der Wahrscheinlichkeitsdichte berechnen nach:

$$\overline{F(\vec{u})} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int F(\vec{u})\; p(\vec{u},\vec{x})\; d\vec{u} \qquad (48)$$

Stellt man nun, wie in der Turbulenztheorie üblich, die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\vec{u}$ dar als

$$u_i = \overline{u_i} + u_i', \qquad (49)$$

worin $\overline{u_i}$ der Mittelwert der Geschwindigkeitskomponente u_i und u_i' die zugehörige turbulente Schwankungsbewegung ist, so ergibt sich nach Gl. (48) $\overline{u_i}$ /22/ zu:

$$\overline{u_i} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int u_i\; p(\vec{u},\vec{x})\; d\vec{u}. \qquad (50)$$

Für den Mittelwert der quadratischen Abweichung von $\overline{u_i'^2}$ (Streuung oder Varianz) gilt:

$$\overline{u_i'^2} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (u_i-\overline{u_i})^2\; p(\vec{u},\vec{x})\; d\vec{u} \qquad (51)$$

Ähnlich lassen sich auch die Beziehungen für den Mittelwert der Schwankungsgrößen zweier Geschwindigkeitskomponenten, für die Schiefe der Verteilung, als Vergleichsgröße zu einer hypothetischen Gaußverteilung angeben, indem $F(\vec{u})$ in Gl. (48) durch die entsprechende Beziehung ersetzt wird.

Es zeigt sich, daß all diese für eine turbulente Strömung charakteristischen Mittelwerte angegeben werden können, wenn nur die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(\vec{u},\vec{x})$ bekannt ist.

Im folgenden sollen jedoch nur die hier interessierenden Mittelwerte und deren Streuung betrachtet werden.

Für die Geschwindigkeitskomponente $u_\perp$, welche senkrecht zur optischen Achse in der von den beiden Strahlen aufgespannten Ebene liegt, registriert man wegen der Betragsschwankungen unterschiedliche Werte. Führt man bei einer Winkelstellung α_i G_i Einzelmessungen durch und trägt die gemessenen Geschwindigkeiten $u_{\perp j}$ über dem in Intervalle gleicher Breite $\Delta u_\perp$ aufgeteilten Geschwindigkeitsbereich auf, so erhält man eine Häufigkeitsverteilung, wie sie in Bild 27 dargestellt ist.

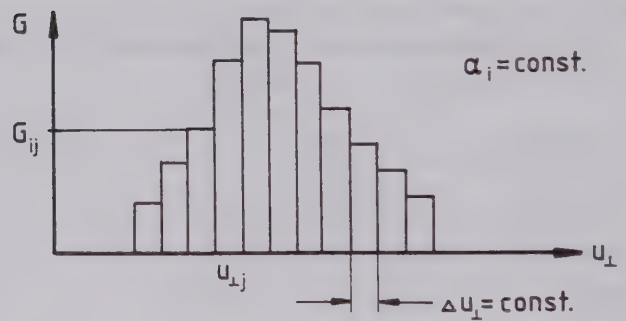


Bild 27 Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeitskomponente $u_\perp$ bei konstanter Winkelstellung α_i der Strahlebene

Für diesen eindimensionalen Fall geht - wenn man die Integration über die Geschwindigkeitskomponente $u_\perp$ durch eine Summation ersetzt - Gleichung (50) über in:

$$(\overline{u_{\perp j}})_{\alpha_i=\text{const}} = \sum_{j=1}^{n} u_{\perp j}\, p(u_{\perp j}, \vec{x}) \qquad (52)$$

oder

$$(\overline{u_{\perp j}})_{\alpha_i=\text{const}} = \sum_{j=1}^{n} u_{\perp j} \frac{G_{ij}}{\sum_{j=1}^{n} G_{ij}} \qquad (53)$$

Darin gibt G_{ij} die absolute Häufigkeit der im Bereich zwischen $u_{\perp j}$ und $u_{\perp j}+\Delta u_{\perp}$ gemessenen Geschwindigkeiten an.

Analog ergibt sich aus Gl. (51) für den Mittelwert der quadratischen Abweichung $u'^2_{\perp i}$:

$$\overline{u'^2_{\perp j}} = \sum_{j=1}^{n} (u_j - \overline{u})^2 \frac{G_{ij}}{\sum_{j=1}^{n} G_{ij}} \qquad (54)$$

Führt man nun Messungen unter verschiedenen Winkeln α_i durch, so erhält man jeweils eine Häufigkeitsverteilung $G_{ij}(u_{\perp})\alpha_i$, solange nur α_i innerhalb des Winkelbereichs liegt, in dem der Strömungsvektor variiert. Die Amplitude der Verteilung wird ihren größten bzw. die Streuung ihren geringsten Wert annehmen, wenn der Winkel mit der mittleren Stromlinie übereinstimmt.

Registriert man nun die jeweiligen Amplitudenwerte G_{imax} der einzelnen Winkelstellungen α_i, so ergeben diese, über α_i aufgetragen, wieder eine Häufigkeitsverteilung, deren Auswertung die Strömungsrichtung $\overline{\alpha}_i$ sowie deren Streuung $\overline{\alpha'^2_i}$ liefert (Bild 34).

$$\overline{\alpha}_i = \sum_{i=1}^{k} \alpha_i \frac{G_{imax}}{\sum_{i=1}^{k} G_{imax}} \qquad (55)$$

$$\overline{\alpha'^2_i} = \sum_{i=1}^{k} (\alpha_i - \overline{\alpha}_i)^2 \frac{G_{imax}}{\sum_{i=1}^{k} G_{imax}} \qquad (56)$$

Ein Programm zur Berechnung dieser Werte wird im folgenden kurz erläutert.

10.2 Das Programm L-2-F

Die Auswertung der Häufigkeitsverteilungen hinsichtlich der Strömungsmittelwerte sowie deren Streuung erfolgt mittels des Auswerteprogramms L-2-F.

Dazu werden die vom Auswertegerät mittels eines Lochstreifens übertragenen Werte N_j der Verteilung sowie Informationen über dessen Betriebsweise und die Position des Meßvolumens entcodiert und entsprechend miteinander verknüpft.

Da nicht primär das Histogramm G_j der Geschwindigkeiten, sondern das der Partikelflugzeiten gemessen wird, wird jedem Kanal j des Shift-Registers entsprechend der eingestellten Zeitklassenbreite $\Delta\tau$ die Geschwindigkeit $u_{\perp j}$ zugeordnet entsprechend:

$$u_{\perp j} = \frac{s}{\Delta\tau\ j}; \qquad (57)$$

s gibt dabei den Abstand der Foki an.

Weiterhin wird aufgrund des in Kapitel 9 diskutierten Fehlers durch Registrierung eines verzerrten Teilchenflughistogramms jeder Wert N_{ij} auf die entsprechende Geschwindigkeit $u_{\perp j}$ bezogen sowie das Grundrauschen N_{im} berechnet und von der Verteilung subtrahiert. Die so korrigierten Werte G_{ij} können zur Auswertung nach Gl. (53) bis (56) herangezogen werden.

In Bild 29 ist als Beispiel für die Funktionstüchtigkeit des Meßgerätes und des Auswerteprogrammes graphisch die im Zentrum eines Freistrahls aufgenommene Häufigkeitsverteilung $G_{ij}(\alpha_i, u_{\perp j})$ wiedergegeben.

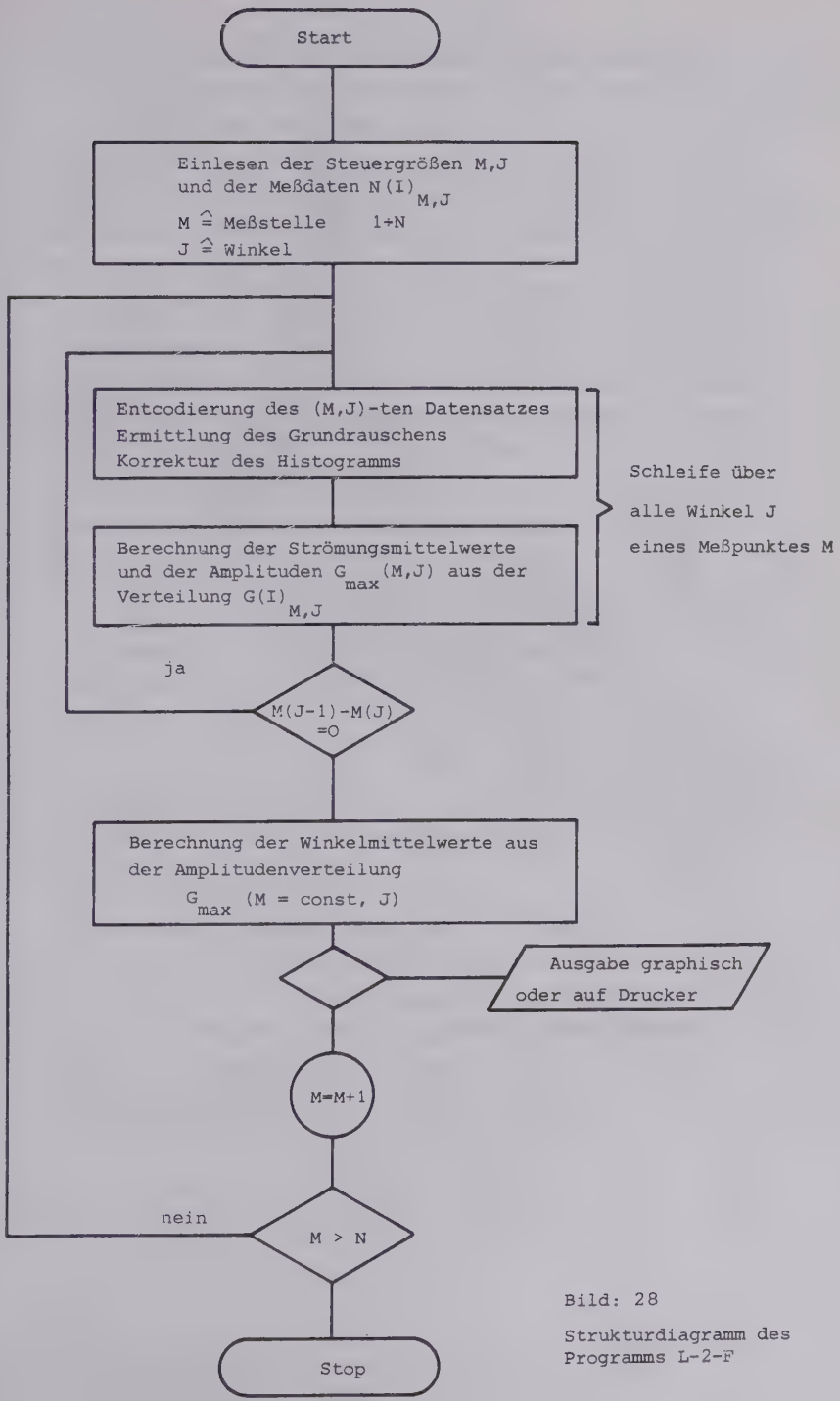


Bild: 28

Strukturdiagramm des Programms L-2-F

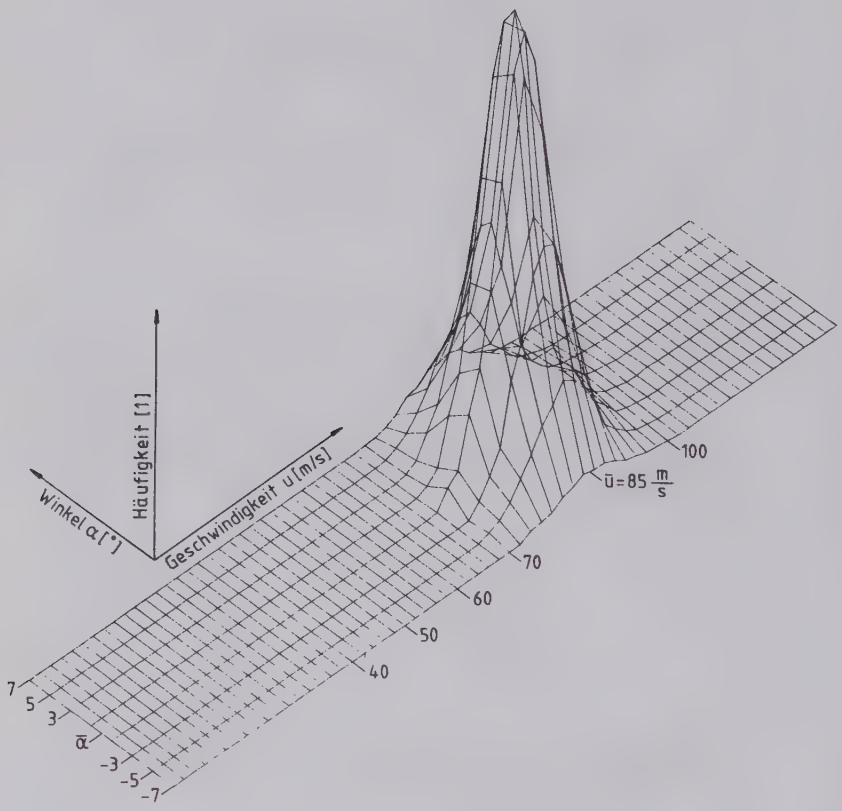


Bild 29 Häufigkeitsverteilung $G(\alpha,u)$,
gemessen im Zentrum eines Freistrahls

10.3 Verfahren zur Ermittlung des Strömungsvektors $v(x,y,z)$ aus den senkrecht zur optischen Achse gemessenen Komponenten $v_\perp$

Mit einem Streulichtanemometer kann immer nur die Komponente einer räumlichen Strömung $v(x,y,z)$ erfaßt werden, die senkrecht zur optischen Achse r des Meßvolumens liegt, $v_\perp$.

Zur Ermittlung von $v(x,y,z)$ an einem Punkt $P(x,y,z)$ des Strömungsfeldes ist es daher erforderlich, diesen aus zwei voneinander verschiedenen Beobachtungsrichtungen r_1 und r_2 zu untersuchen und aus den gemessenen Geschwindigkeitskomponenten $v_{\perp 1}$ und $v_{\perp 2}$ den gesuchten Vektor $v(x,y,z)$ zu berechnen.

Für den Fall des umströmten Rohrbündels bietet sich dazu folgendes Verfahren an:

- In der Umgebung eines Rohres 1, dessen Achse die z-Richtung bildet und der Ursprung der x- und y-Achse ist, werden die Geschwindigkeiten $v_{\perp 1}(\beta_1, r_1, \alpha_1)$ ermittelt,

- aus einem benachbarten Rohr 2 - die beiden Rohrachsen spannen die x-z-Ebene auf - werden dieselben Punkte angefahren und die Komponenten $v_{\perp 2}(\beta_2, r_2, \alpha_2)$ aufgenommen,

- der gesuchte Vektor $\vec{v}$ ergibt sich dann nach den im folgenden angeführten Beziehungen.

Bild 30 veranschaulicht die geometrischen Zusammenhänge.

Mit den dort angeführten Bezeichnungen ergibt sich für die Transformation in x-y-Koordinaten

$$x = r_1 \cos\beta_1 = S - r_2 \cos\beta_2 \tag{58}$$

und

$$y = r_1 \sin\beta_1 = r_2 \sin\beta_2 \tag{59}$$

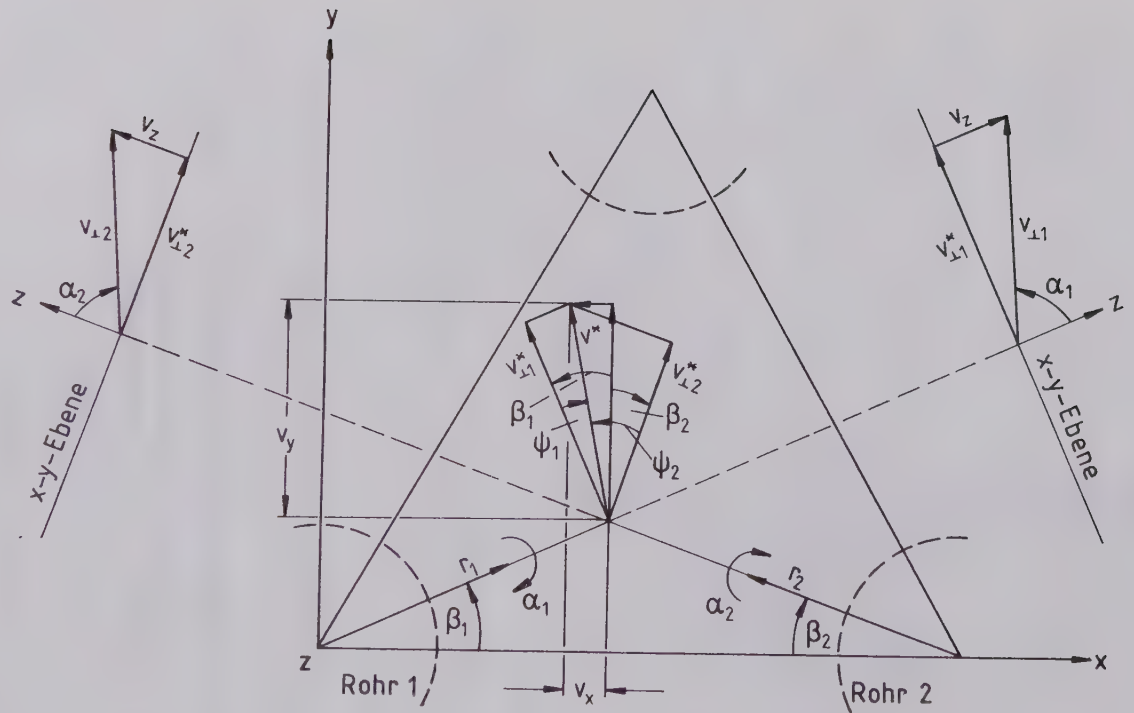


Bild 30 Lage der Geschwindigkeitskomponenten in der Einheitszelle

Eine Transformation der z-Achse entfällt, da sie mit der Rohrachse zusammenfällt.

Für die Winkel ψ_1 und ψ_2 zwischen dem Vektor $\vec{v}^*$ (in der x-y-Ebene) und den senkrecht zu den optischen Achsen r_1 und r_2 gemessenen Komponenten

$$v^*_{\perp 1} = v_{\perp 1} \sin\alpha_1 \tag{60}$$

und

$$v^*_{\perp 2} = v_{\perp 2} \sin\alpha_2 \tag{61}$$

ergibt sich mit

$$v^* = \frac{v^*_{\perp 1}}{\cos\psi_1} = \frac{v^*_{\perp 2}}{\cos\psi_2} \tag{62}$$

und mit

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 = \psi_1 + \psi_2 \tag{63}$$

unter Verwendung des Additionstheorems

$$\tan\psi_1 = \frac{v^*_{\perp 2}}{v^*_{\perp 1}} \frac{1}{\sin\beta} - \cot\beta \tag{64}$$

und

$$\tan\psi_2 = \frac{v^*_{\perp 1}}{v^*_{\perp 2}} \frac{1}{\sin\beta} - \cot\beta \tag{65}$$

Es folgt damit für die Komponenten der gesuchten Geschwindigkeit $\vec{v}$ mit Gln. (60), (61) und (62):

$$v_x = -v^* \sin(\beta_1 - \psi_1) \tag{66}$$

$$= -v_{\perp 1} \sin\alpha_1 (\sin\beta_1 - \cos\beta_1 \tan\psi_1) \tag{67}$$

$$v_y = v^* \cos(\beta_1 - \psi_1) \tag{68}$$

$$= v_{\perp 1} \sin\alpha_1 (\cos\beta_1 + \sin\beta_1 \tan\psi_1) \tag{69}$$

$$v_z = v_{\perp 1} \cos \alpha_1 \tag{70}$$

$$= v_{\perp 2} \cos \alpha_2 \tag{71}$$

Gleichung (70) und (71) dienen gleichzeitig der Überprüfung der Meßgenauigkeit; weichen die Berechnungen für die z-Komponente aus den Richtungen r_1 bzw. r_2 zu stark voneinander ab, so muß die Messung verworfen werden.

Die Gleichungen (64) und (65) lassen erkennen, daß das beschriebene Verfahren nur angewendet werden kann, wenn der Winkel β von Null verschieden ist. Eine Abschätzung zeigt, daß für den Bereich $-5^o < \beta < 5^o$ der Einfluß des Fehlers bei der Bestimmung von β sich zu stark auf die Bestimmung von ψ auswirkt.

Der Winkel θ, der die Lage des Vektors $\vec{v}$ zur x-y-Ebene beschreibt, ergibt sich aus

$$\sin \theta = \sin \alpha_{1,2} \cos \psi_{1,2} \tag{72}$$

11. Erprobung der Meßeinrichtung

Zum Test der gesamten Meßeinrichtung sowie des Auswerteverfahrens werden Messungen an verschiedenen bekannten Gas- und Flüssigkeitsströmungen durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit denen anderer Autoren sowie den theoretisch ermittelten Werten.

Die verschiedenen Untersuchungen seien im folgenden kurz erläutert.

11.1 Untersuchung einer Rohrströmung

Da die Geschwindigkeitsverteilung über den Radius eines durchströmten Rohres bekannt ist, wurden erste Tests der L-2-F-Meßsonde sowie der angeschlossenen Meßwerterfassung und -aufbereitung an einer solchen Strömung durchgeführt. Dazu wurde in den vorhandenen Wasserversuchskreislauf ein Plexiglasrohr (d_i = 30 mm, l = 1,5 m) installiert, in welchem Geschwindigkeiten von 0,1 bis 2 m/s einstellbar sind. Zur Verringerung des astigmatischen Fehlers ist das Rohr auf der Außenwand im Durchstrahlungsbereich plan geschliffen.

Die Ergebnisse sind in Bild 31 dargestellt.

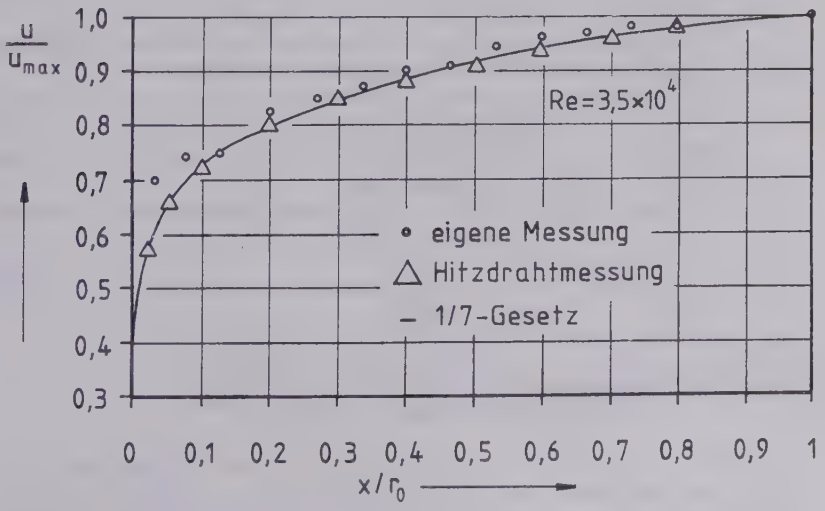


Bild 31 Geschwindigkeitsverteilung in einer Rohrströmung

Bild 31 zeigt die relativ gute Übereinstimmung mit den nach dem 1/7-Gesetz berechneten Werten sowie mit den Ergebnissen von Hitzdrahtmessungen. Lediglich bei einem Wandabstand von weniger als 0,7 mm kommt es zu einer Abweichung zu höheren Geschwindigkeiten von ca. 15 %, welche auf die in Kap. 9 diskutierten, in Wandnähe auftretenden Meßfehler zurückzuführen ist.

11.2 Untersuchungen an einem Rechteckkanal

Um den astigmatischen Fehler gänzlich auszuschließen, und um Messungen in Wandnähe ohne Auftreten des oben angesprochenen Fehlers durchführen zu können, indem das MV senkrecht zur abzutastenden Achse eingestrahlt wird, wurden Untersuchungen an einem quadratischen Plexiglaskanal (Kantenlänge innen = 25 mm) angestellt.
Die Ergebnisse zeigt Bild 32.

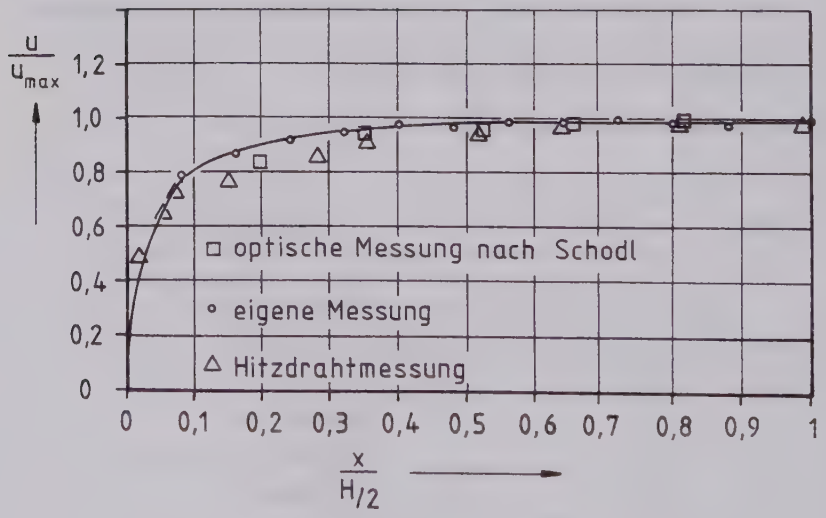


Bild 32 Geschwindigkeitsverteilung in einer Rechteckkanalströmung

Eine in der Kanalmitte zur Ermittlung der Strömungsrichtung aufgenommene Winkelverteilung ist in Bild 33 dargestellt.

11.3 Untersuchungen an einem Freistrahl

Die Überprüfung der Tauglichkeit der Meßeinrichtung zur Untersuchung von Gasströmungen bei Geschwindigkeiten über 60 m/s wurde an einem Luft-Freistrahl vorgenommen.

Dazu wurde ein aus einem der Strömungsberuhigung dienenden Rohr (d_i = 18 mm) austretender Luftstrahl vermessen. Durch Zugabe von festen Partikeln bzw. Zerstäuben von Flüssigkeit konnten die Auswirkungen der verschiedenen Teilchen auf die Messung beobachtet werden. Sie wirken sich im wesentlichen auf die Meßzeit aus.

Die im Zentrum des Freistrahls bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 85 m/s aufgenommene Winkelverteilung ist in Bild 33 dargestellt. Die daraus berechnete Strömungsrichtung kann bis auf $\pm$ 0,3° reproduziert werden. Die gesamte Häufigkeitsverteilung G(α,u) zeigt Bild 28.

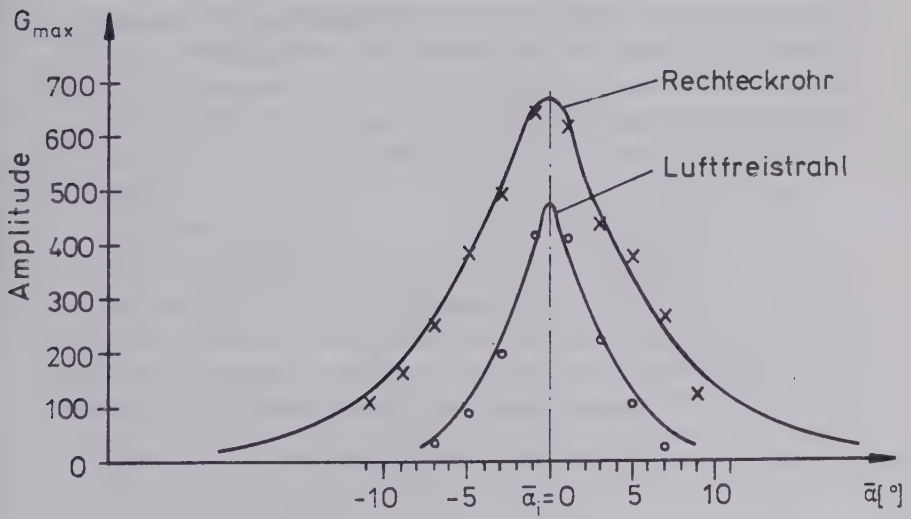


Bild 33 Winkelverteilungen an Freistrahl und Rechteckrohr

12. Durchführung der Hauptversuche und Meßergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit sollen mit der vorgestellten Meßeinrichtung an dem für verschiedene Strömungsuntersuchungen konzipierten Versuchsstand die Geschwindigkeitsfelder in einem längs-, unter verschiedenen Winkeln schräg- und querangeströmten Stabbündel ermittelt werden. Von besonderem Interesse ist dabei die nähere Untersuchung der Strömung hinsichtlich ihrer Aufteilung in freie und Wirbelströmung (vgl. Kap. 3) bei unterschiedlichen Reynoldszahlen.

Diese Strömungskennzahl wird gebildet zu:

$$Re = \frac{D_h \, u}{\nu} \tag{73}$$

mit D_h als dem hydraulischen Durchmesser des längsangeströmten Stabgitters, der mittleren Geschwindigkeit u und der kinematischen Viskosität ν.

Die charakteristische mittlere Geschwindigkeit u muß so definiert werden, daß sie für alle Anströmwinkel gleich bleibt. Sie entspricht der mittleren Driftgeschwindigkeit über einen größeren Bereich ΔV_F. Ihre Komponente in Richtung des Einheitsvektors $\vec{s}$ lautet:

$$u_s = \frac{1}{\Delta V_F} \int_{\Delta V_F} (\vec{s} \cdot \vec{u}) dV. \tag{74}$$

Da sie nicht meßbar ist, wird sie durch eine gleich große effektive Geschwindigkeit ersetzt, die sich aus dem Gesamtvolumenstrom $\dot{V}$ und der gesamten Anströmfläche A ergibt. Um die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen, muß sie mit dem Verhältnis von Kanalvolumen (mit Stabgitter) V zum freien, vom Fluid erfüllten Volumen V_F gewichtet werden. Es gilt somit:

$$u = \frac{\dot{V}}{A} \frac{V}{V_F} \tag{75}$$

Da bei den hier vorzunehmenden Untersuchungen für $\psi = 0^{o}$ die in Bild 4 eingetragenen Versperrungen nur an der oberen Kanalwand erforderlich waren, wurden sie, um einen symmetrischen Strömungsquerschnitt zu erhalten, durch eine ebene Abdeckung ersetzt, welche den Bereich der oberen Stabreihen bis zum Eintrittskanal versperrt. In dem verbleibenden Gitter von 4 x 8 Stäben wurden die entsprechenden Messungen durchgeführt.

12.1 Längsanströmung

Für die Längsanströmung wurden die Schikanen zur Veränderung des Anströmwinkels - wie im unteren Bereich des Bildes 5 gezeigt - über eine Länge von 900 mm gleich angeordnet, so daß in dem mit Eintrittskanal bezeichneten Querschnitt (Bild 4) die Rohre in axialer Richtung umströmt wurden.

Da in Vorversuchen mit einem Schikanenabstand von 200 mm eine Änderung der Strömungsrichtung im Bereich der Schikanen von ca. 3^{o} festzustellen war, wurde für die Hauptversuche eine größere Zahl von Schikanen mit einem Abstand von jeweils 50 mm gewählt.

Die Messungen wurden aus verschiedenen Rohren bei unterschiedlichen Wandabständen und Umfangswinkeln für zwei verschiedene Abstände vom Einlauf durchgeführt. Die Geschwindigkeitsverteilungen in sechs, aus einem zentral gelegenen Meßrohr heraus untersuchten Richtungen sind in Bild 34 und 35 dargestellt.

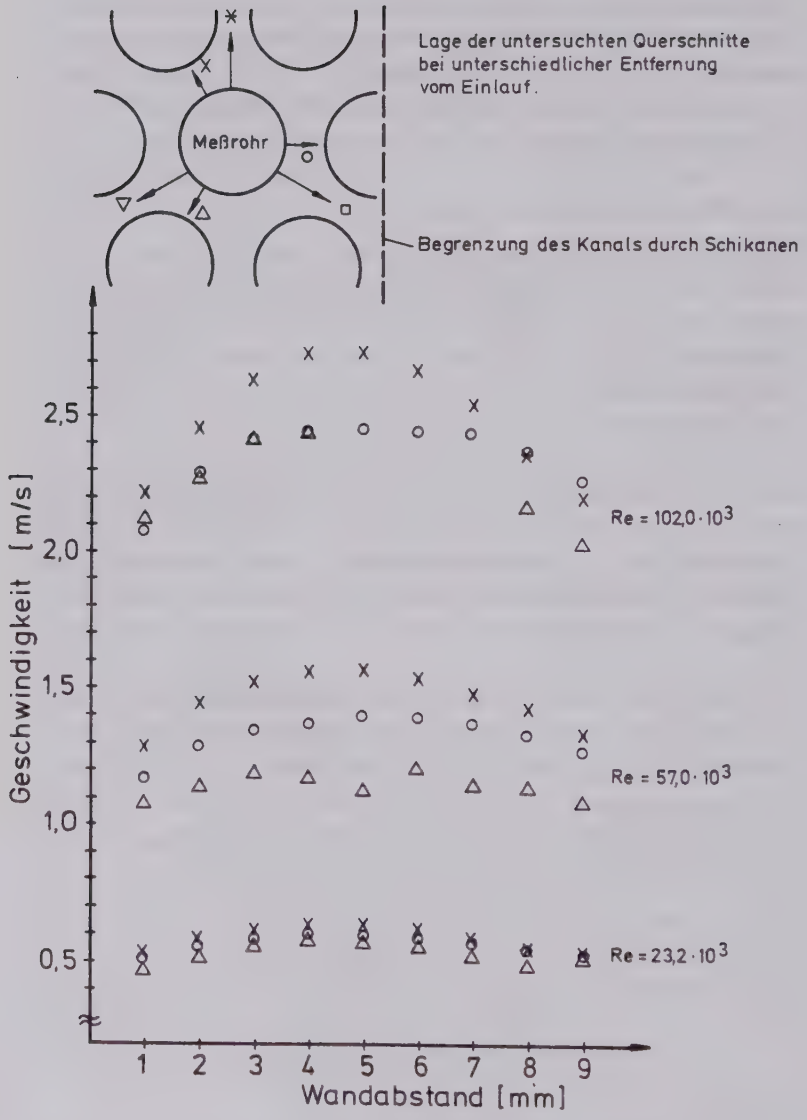


Bild 34 Geschwindigkeitsprofile in einem längsangeströmten Stabgitter

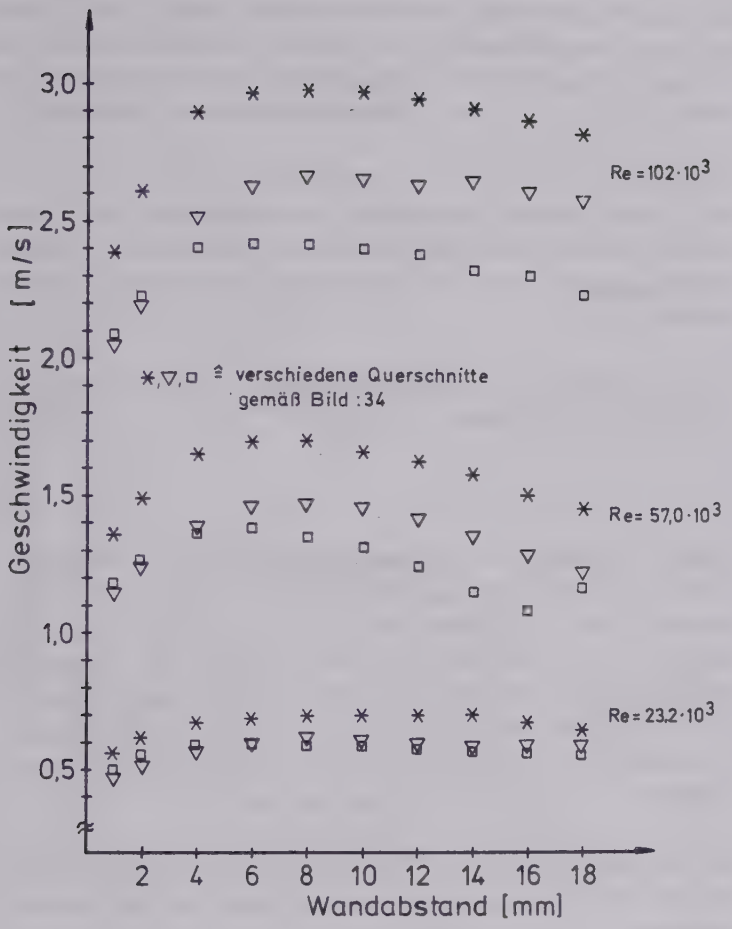


Bild 35 Geschwindigkeitsprofile in einem längsangeströmten Stabgitter

12.2 Queranströmung

Das querangeströmte Stabgitter stellt einen Spezialfall des schrägangeströmten Gitters dar. Die Stromlinien der freien Strömung werden hier parallel zur Kanalwand, das heißt senkrecht zu den Stäben verlaufen ($\varepsilon = \vartheta = 90^{o}$).

Die y-Komponente dieser Geschwindigkeit und damit auch die Wirbeldriftgeschwindigkeit wird daher zu Null. Dies heißt, daß ein Wirbelgebiet zwar existiert, in ihm aber kein Massentransport wie beim schrägangeströmten Gitter erfolgt.

Die Ausdehnung dieses Wirbelgebiets ergibt sich hier mit $\cos \varepsilon = 0$ aus Gleichung (11) zu:

$$\lambda = \frac{u}{v} \tag{78}$$

Aus der mittleren Geschwindigkeit der freien Strömung läßt sich also auch hier das Wirbelgebiet beschreiben. Eine exakte Vermessung der Wirbel selbst war, wie sich auch in zusätzlichen Versuchen an einer speziell für senkrecht angeströmte Stabbündel entworfenen Meßstrecke herausstellte, aufgrund der Instabilität der Wirbelbewegung nicht möglich. Eine nähere Erläuterung dazu wird unter anderem im folgenden Kapitel gegeben.

Die Messungen wurden mit der Anordnung der Längsströmung durchgeführt, und zwar im Bereich zwischen der oberen Schikane und der Deckscheibe, wo vor dem Auslauf in einem rechteckigen Kanal sieben hintereinanderliegende Stabreihen senkrecht angeströmt werden. Da nach der fünften Stabreihe eine Vergleichmäßigung der Strömung erfolgt ist, wurde in dem umliegenden Gebiet das Geschwindigkeitsprofil der freien Strömung an unterschiedlichen Stellen aufgenommen.

Die Ergebnisse zeigt Bild 36.

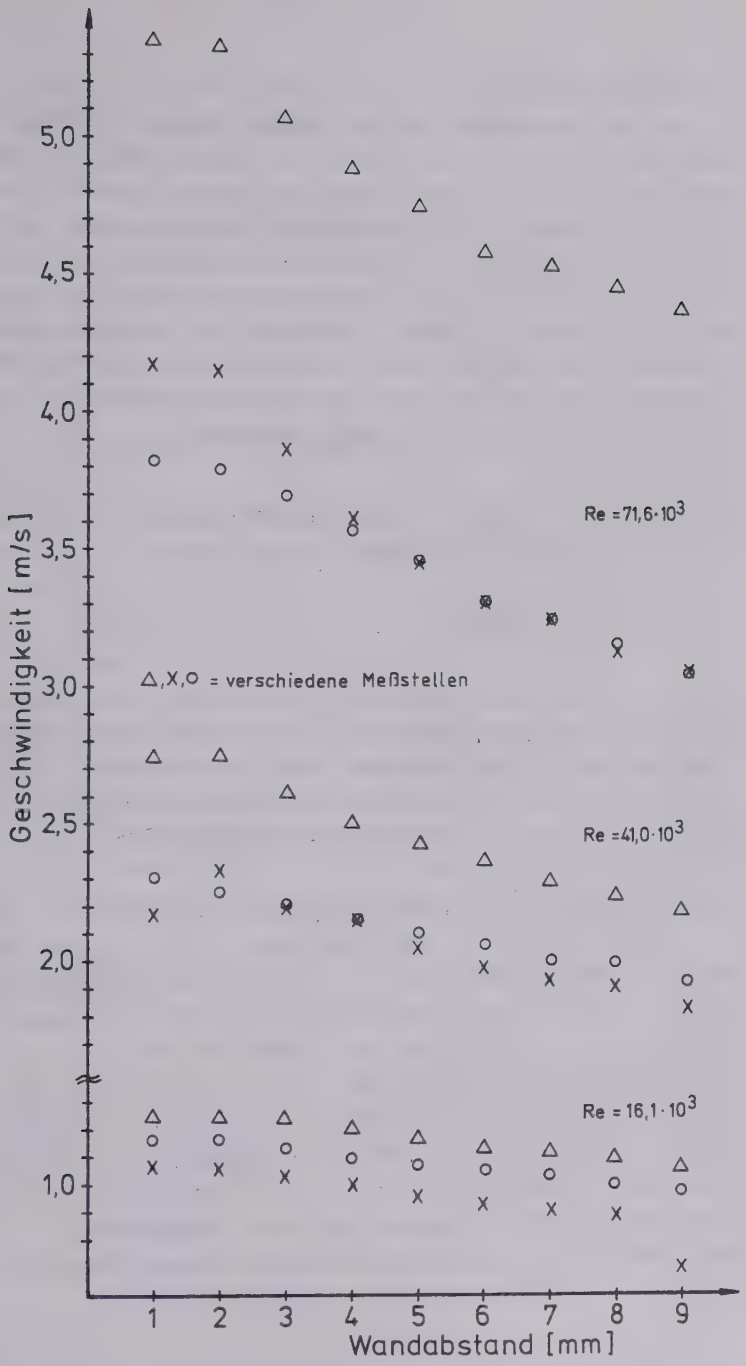


Bild 36 Geschwindigkeitsprofile in der freien Strömung eines querangeströmten Stabgitters

12.3 Schrägströmung

Bei den Untersuchungen an schrägangeströmten Stabgittern stand die Ermittlung des Winkels ε, welcher die Abweichung der Richtung der freien Strömung vom Anströmwinkel ϑ beschreibt, im Vordergrund. Ausgehend von der in Kapitel 3 erläuterten Hypothese, daß die freie Strömung mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ die Wirbel antreibt und so nach Gl. (8) eine Wirbelgeschwindigkeit $\vec{w}$ bewirkt, ist für alle Schrägströmungen mit $\varepsilon \neq \vartheta$ bzw. $\varepsilon^* = \varepsilon - \vartheta \neq 0^0$ ein Kriterium für die Ausbildung eines Wirbelgebietes gegeben. Diese Hypothese wird durch die hier vorliegenden Meßergebnisse jedoch nicht bestätigt.

Mit den für verschiedene Anströmwinkel ϑ bei unterschiedlichen Reynoldszahlen bestimmten Werten für λ

$$\lambda = \frac{|u_x|}{|v_x|} = \frac{|u| \sin\vartheta}{|v| \sin\varepsilon} \qquad (11)$$

welche sich aus den über den Volumenstrom $\dot{V}$ ermittelten effektiven Geschwindigkeiten u, den gemessenen Geschwindigkeiten der freien Strömung v mit dem Winkel ε ergeben, kann das Verhältnis von freier zur Wirbelströmung in Abhängigkeit von ϑ und Re angegeben werden.

Eine Vorauswahl der zu untersuchenden Anströmwinkel von $\vartheta = 15^0$ bis $\vartheta = 60^0$ in 15^0 Schritten erfolgte in Anlehnung an frühere Arbeiten / 2 /. Dazu wurden die Schikanen, wie in Bild 5 für eine 30^0-Strömung gezeigt, entsprechend angeordnet. Sie überdecken den neben dem Eintrittskanal verbleibenden Querschnitt und sind senkrecht zur Anströmrichtung $\psi = 0^0$ auf jeweils einer Symmetrielinie unterteilt, so daß sie, getrennt eingebaut, einen Strömungskanal bilden. Damit es nicht zu einer Kanalverengung kommt, müssen sie - entsprechend dem Anströmwinkel - versetzt angeordnet werden. Dieselben Schikanen können zur

Ermittlung aller Schräganströmwinkel verwendet werden, lediglich die Distanzhalter werden mit steigendem ϑ gekürzt.

Da der so entstehende Strömungskanal auf zwei gegenüberliegenden Seiten nicht durch eine ebene Wand, sondern durch die Distanzhalter und Schikanen begrenzt wird, mußte untersucht werden, ab welchem Wandabstand sich eine gleichmäßige, nicht von den Schikanenenden beeinflußte Strömung ausbildet.

Dazu wurde bei einem Rohraußenwandabstand von 4 mm, also etwa in der Mitte der freien Strömung, an verschiedenen Stellen des Kanalquerschnitts die Strömung nach Betrag und Richtung untersucht. Die dabei im mittleren freien Strömungskanal (sh. Bild 4) bei drei Re-Zahlen ermittelten Geschwindigkeitsfelder sind für die verschiedenen Anströmwinkel in den Bildern 37 bis 40 dargestellt.

Die Untersuchungen zur Bestimmung der Geschwindigkeit v und des Winkels ε über dem Querschnitt der freien Strömung sind in den Bereichen der von den Schikanen unbeeinflußten Strömungsgebiete durchgeführt worden. Die an den verschiedenen Meßstellen ermittelten Geschwindigkeitsprofile sind in den Bildern 41 bis 44 dargestellt.

Eine Zusammenfassung der bei den Hauptversuchen gefundenen Ergebnisse gibt Tabelle 3.

Die für v und ε angegebenen Daten sind arithmetische Mittelwerte. Sie resultieren aus den auf einem Radius von jeweils 4 mm an den Meßstellen der Profiluntersuchung ermittelten Werten.

ϑ	$Re\ 10^{-3}$	u	v	ε^*	w	λ
[°]	[1]	[m/s]	[m/s]	[°]	[m/s]	[1]
	23,2	0,62	0,62	0	0	1
0	57,0	1,52	1,44	0	0	1
	102,0	2,72	2,61	0	0	1
	22,5	0,56	0,47	16,9	0,75	0,59
15	50,5	1,26	1,09	14,6	1,64	0,61
	101,2	2,53	2,45	12,7	2,82	0,58
	21,3	0,55	0,66	18,6	0,53	0,56
30	49,3	1,26	1,44	17,3	1,29	0,59
	99,3	2,50	2,94	16,0	2,35	0,59
	21,3	0,53	0,72	25,3	0,54	0,56
45	49,3	1,23	1,62	24,8	1,29	0,57
	99,3	2,48	3,31	22,2	2,43	0,57
	21,6	0,54	0,98	6,0	0,13	0,52
60	48,4	1,21	2,06	8,6	0,43	0,54
	97,1	2,43	4,32	10,4	0,96	0,52
	16,1	0,43	1,09	0	0	0,39
90	41,0	1,09	2,26	0	0	0,48
	71,6	1,91	4,02	0	0	0,47

Tabelle 3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Es entsprechen darin:

ϑ - dem durch die Kanalwand vorgegebenen Anströmwinkel,

Re - der Reynoldszahl gemäß Gl. (73),

u - der nach Gl. (75) aus dem gemessenen Volumenstrom $\dot{V}$ ermittelten effektiven Geschwindigkeit u,

v - der gemessenen Geschwindigkeit der freien Strömung,

ε^* - der Differenz $\varepsilon-\vartheta$, wobei ε der gemessene Winkel zwischen Stabachse und Richtung der freien Strömung ist

w - der nach Gl.(10) mit $w_z = w$ berechneten Wirbelgeschwindigkeit und

λ - dem nach Gl. (11) aus u, v und ε berechneten Anteil der freien Strömung.

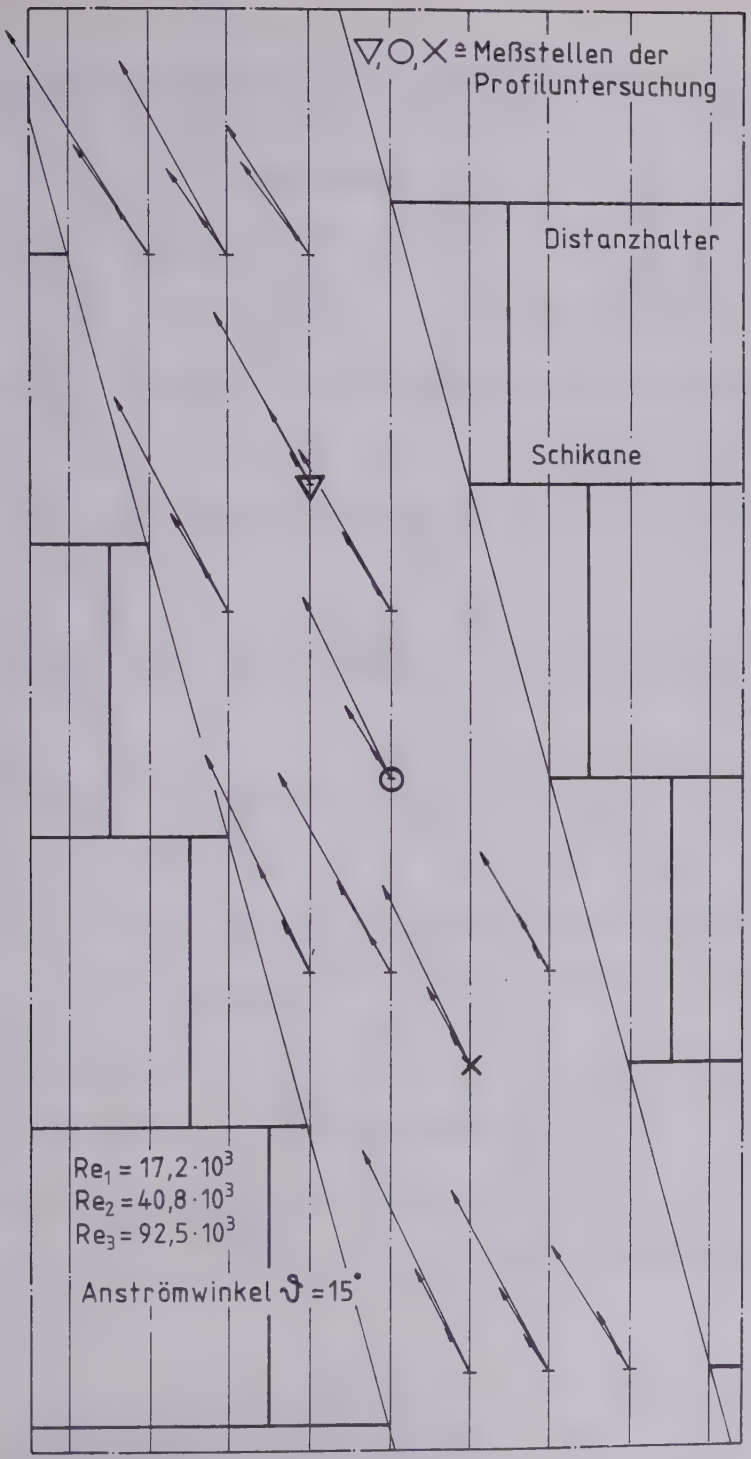


Bild 37 Geschwindigkeitsfeld der freien Strömung im Meßgebiet eines unter 15° schräganggeströmten Stabgitters

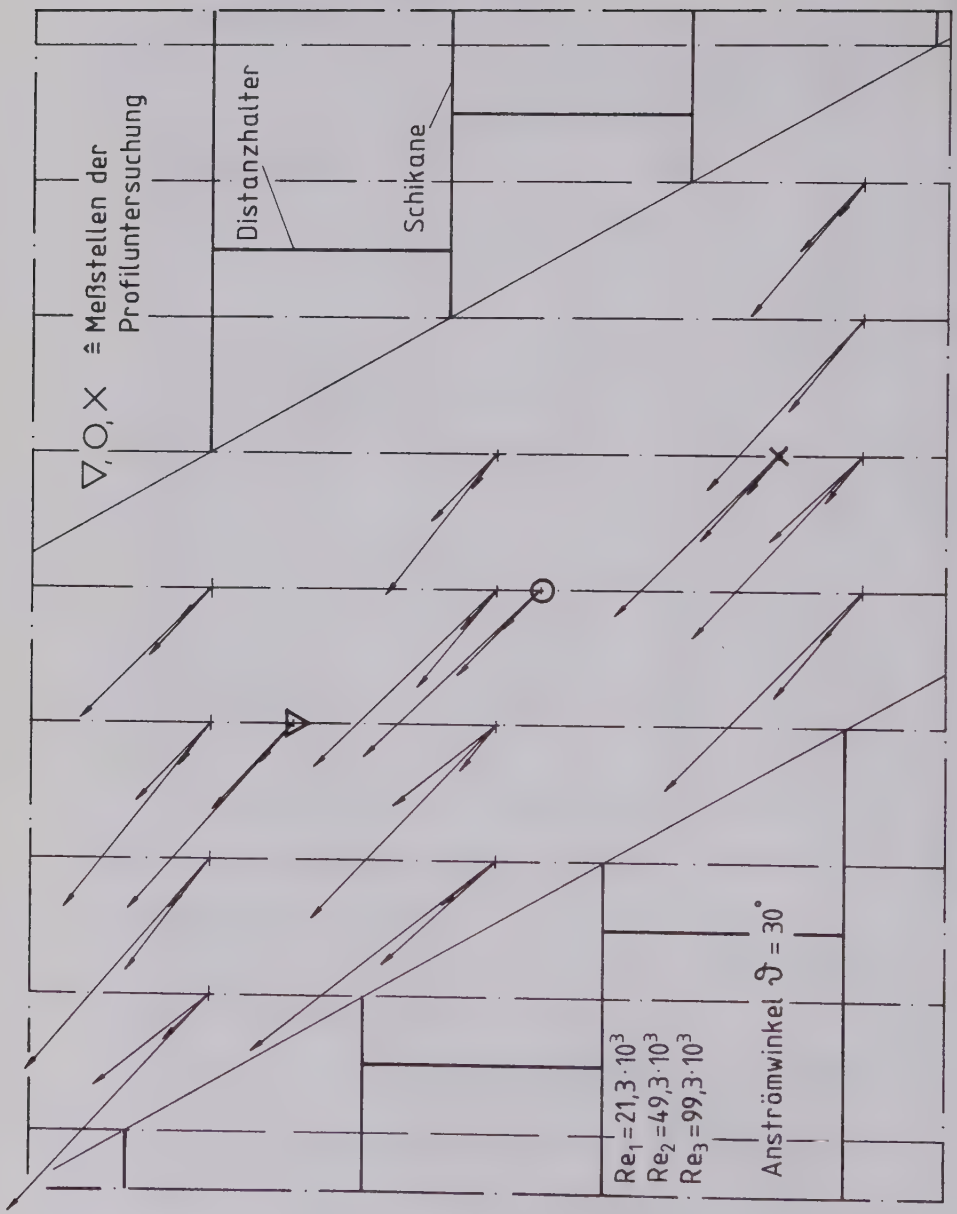


Bild 38 Geschwindigkeitsfeld der freien Strömung im Meßgebiet eines unter 30° schräganggeströmten Stabgitters

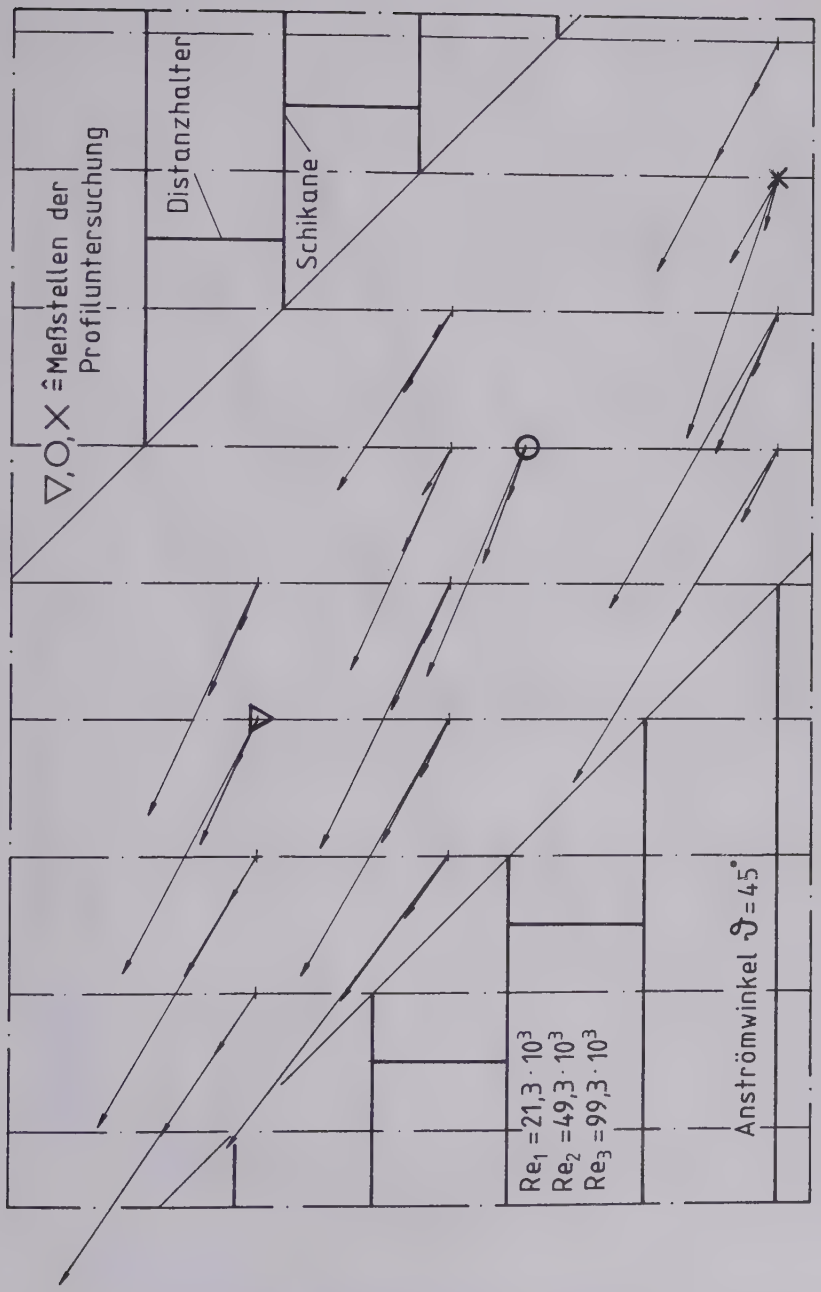


Bild 39 Geschwindigkeitsfeld der freien Strömung im Meßgebiet eines unter 45° schrägangeströmten Stabgitters

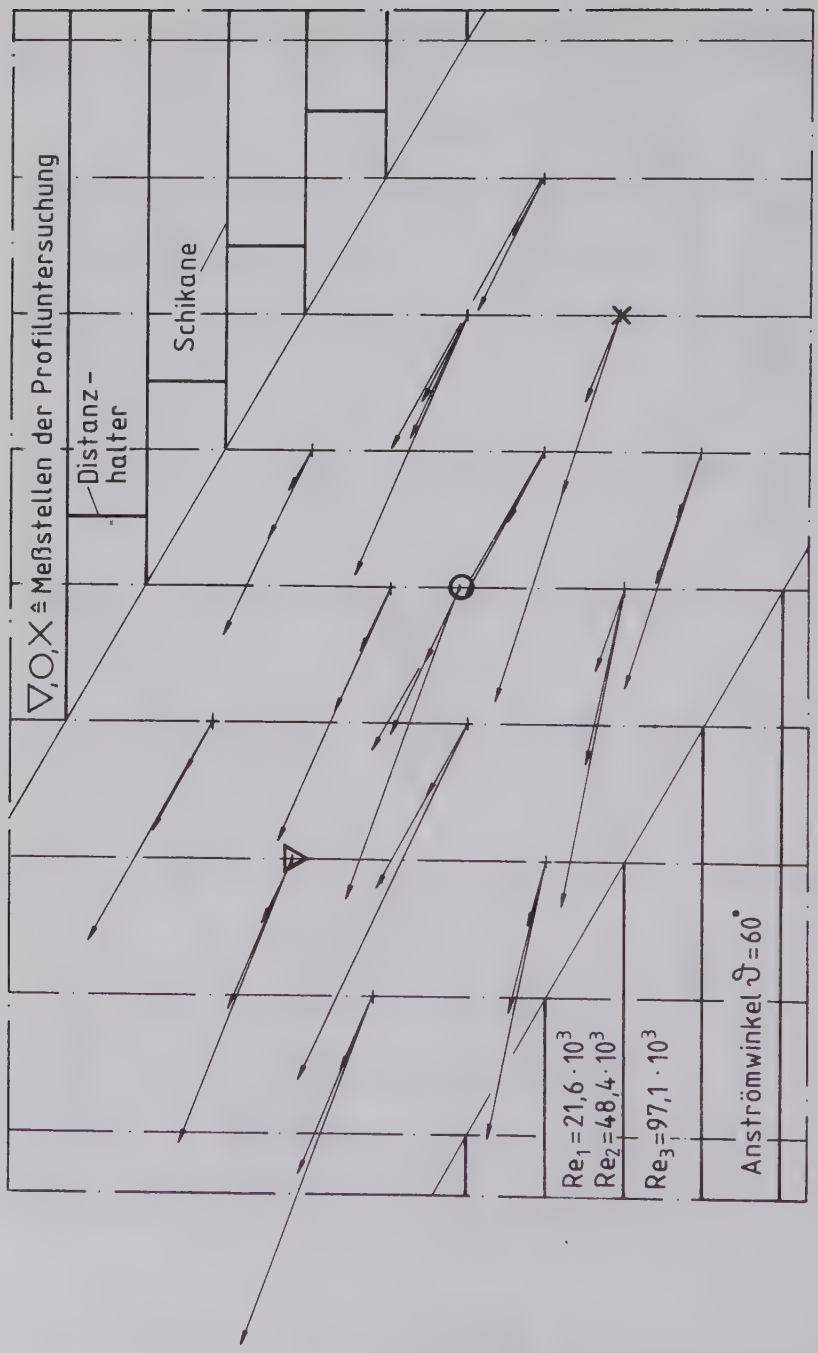


Bild 4o Geschwindigkeitsfeld der freien Strömung im Meßgebiet eines unter 6o° schräganggeströmten Stabgitters

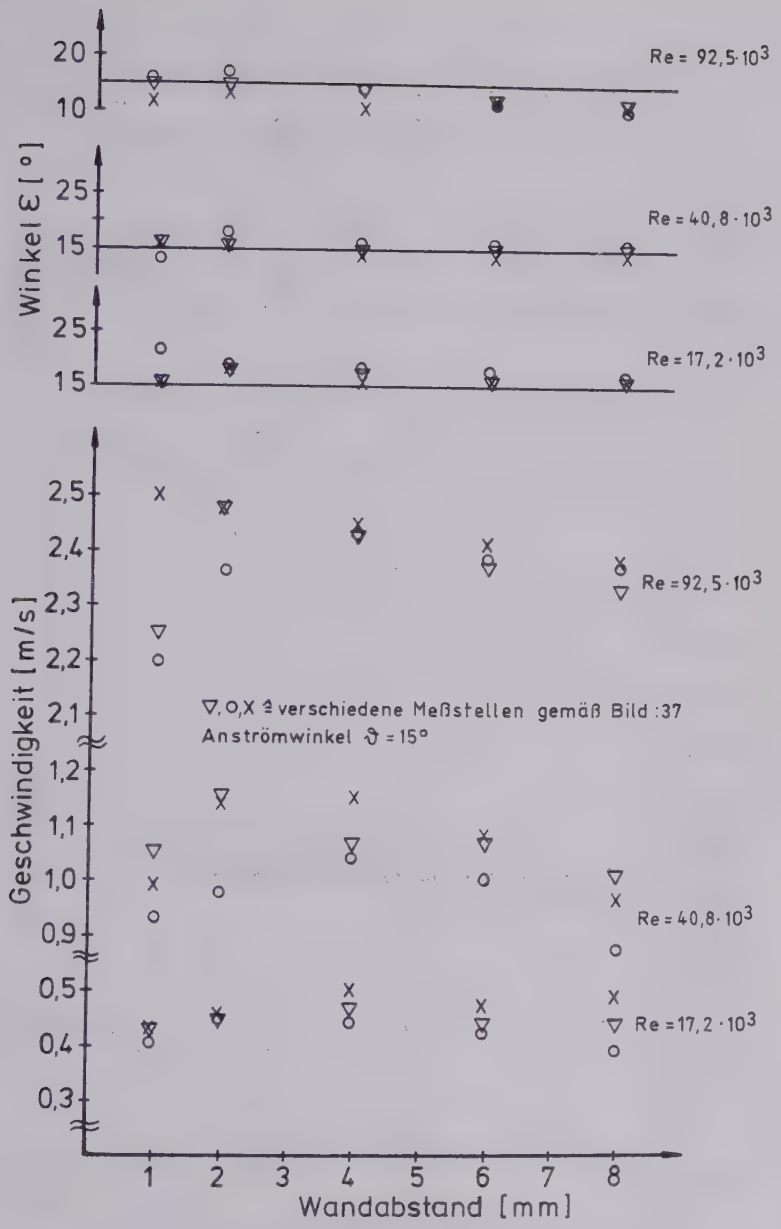


Bild 41 Geschwindigkeitsprofil der freien Strömung in einem unter 15° schrägangeströmten Stabgitter

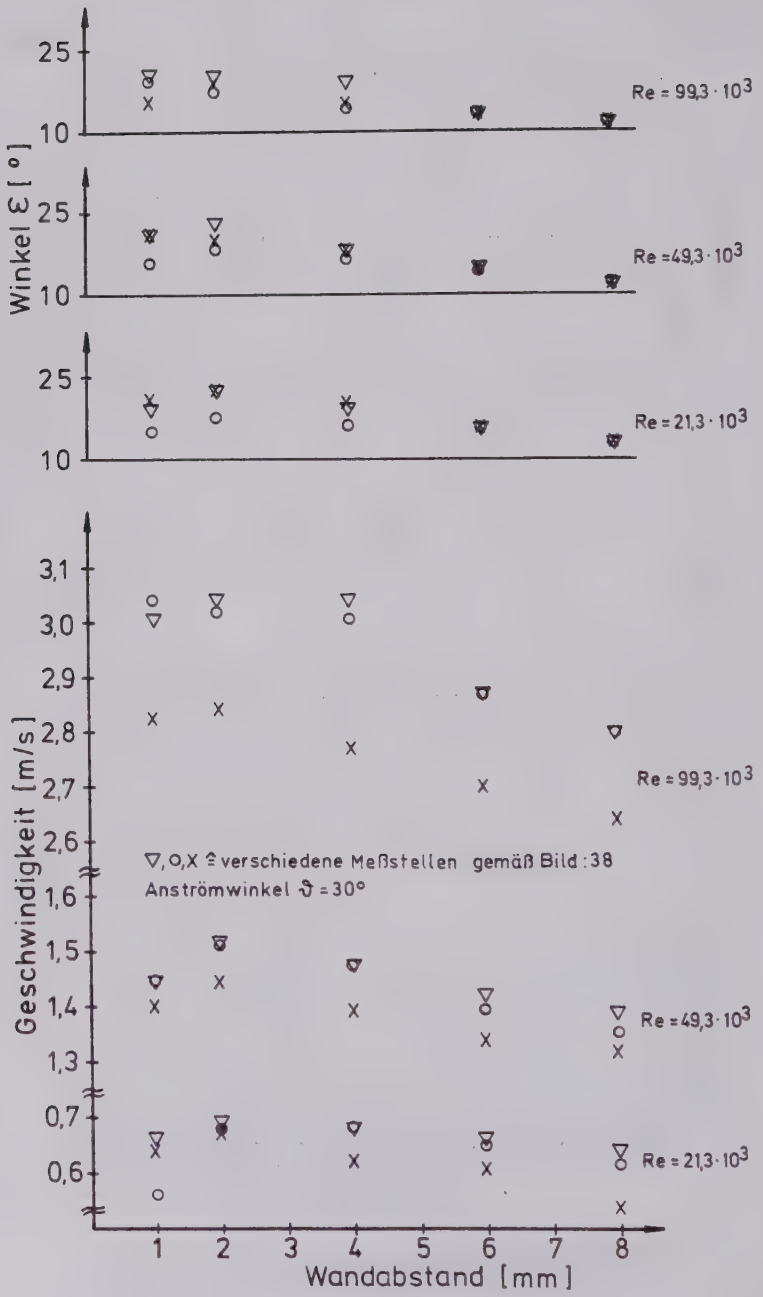


Bild 42 Geschwindigkeitsprofil der freien Strömung in einem unter 30° schrägangeströmten Stabgitter

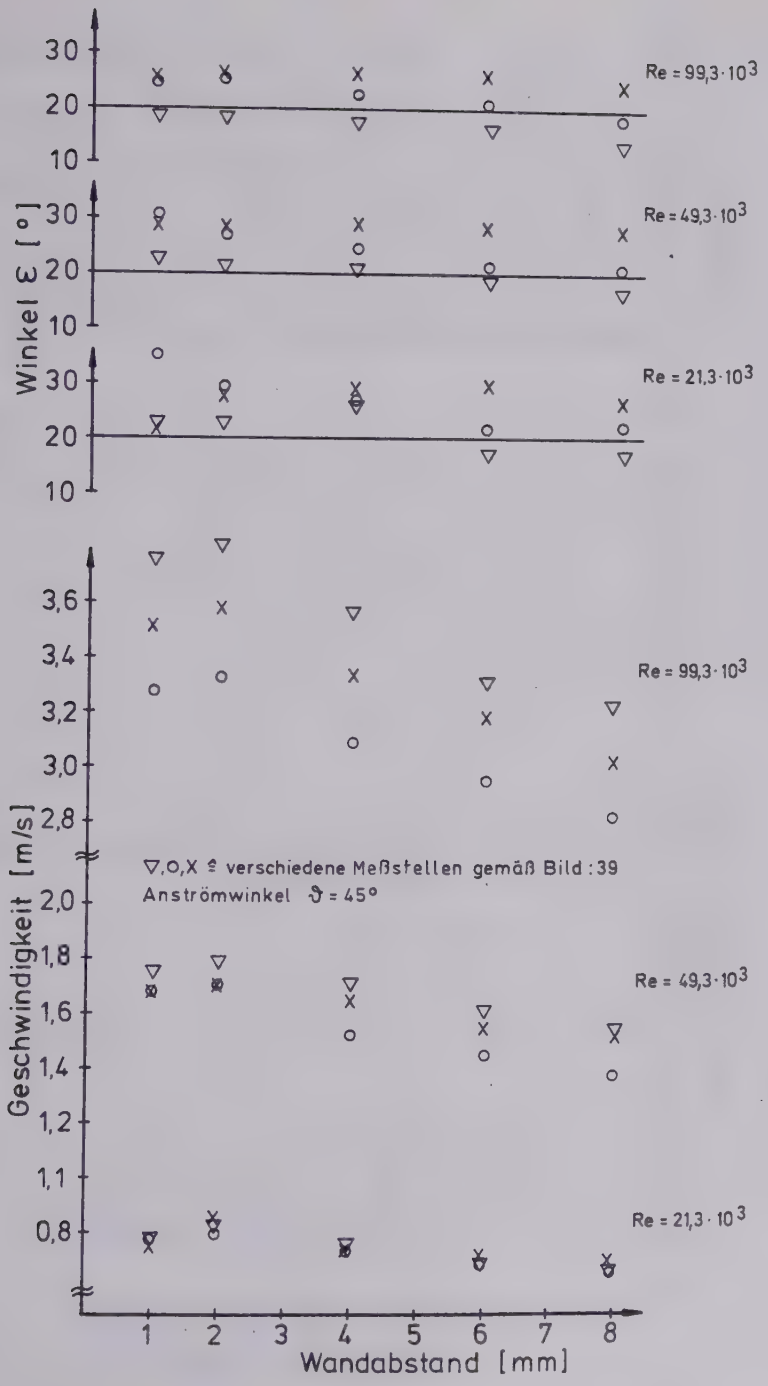


Bild 43 Geschwindigkeitsprofil der freien Strömung in einem unter 45° schrägangeströmten Stabgitter

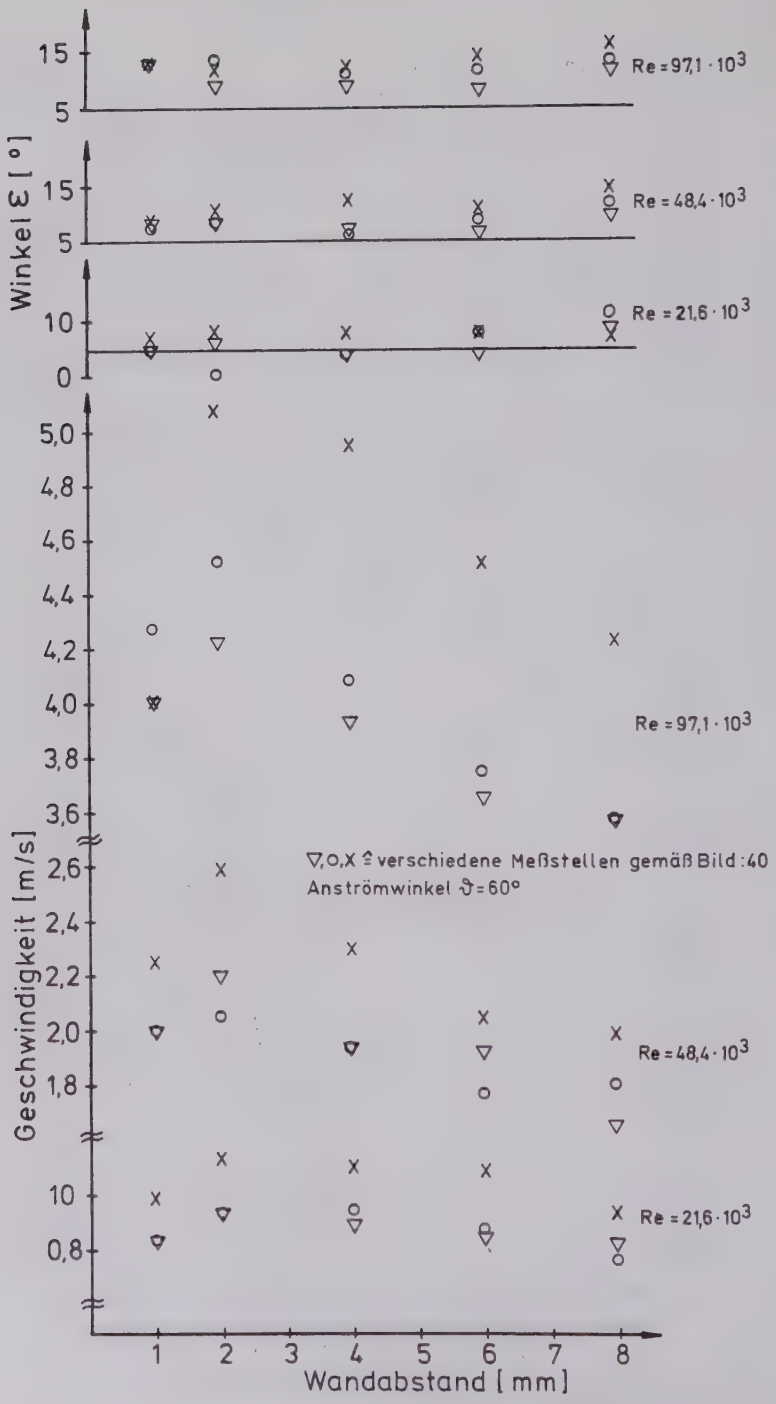


Bild 44 Geschwindigkeitsprofil der freien Strömung in einem unter 60° schrägangeströmten Stabgitter

13. Diskussion der Meßergebnisse

Bei der Durchführung der Messungen in umströmten Stabgittern zeigt sich, daß die zu diesem Zweck entworfene Meßsonde den Anforderungen gerecht wurde. Dies spiegelt sich auch in den Resultaten wider, die im folgenden kurz erläutert werden sollen. Die unterschiedlichen Re-Zahlen wurden in allen Versuchen durch Veränderung des Durchflusses eingestellt; die Temperatur wurde konstant gehalten.

Längsströmung

Die bei verschiedenen, im Bild 34 gezeigten Querschnitten ermittelten Strömungsprofile sind vergleichbar mit denen einer schwach turbulenten Rohrströmung. Je größer die Entfernung zu einer begrenzenden Rohrwand, desto höher ist die Strömungsgeschwindigkeit. Dies wird besonders deutlich an den im Bild 35 aufgetragenen Geschwindigkeitsprofilen zwischen der Rohrwand und dem engsten Querschnitt zwischen den benachbarten Rohren.

Die Abweichungen der gemessenen Profile voneinander resultieren aus deren unterschiedlicher Lage im Strömungskanal, welcher auf einer Seite durch die nicht als ideale Kanalwand geltenden, im Kapitel 12.1 beschriebenen Schikanen begrenzt wird. Zudem befinden sich keine Abstandshalter im Strömungskanal, so daß eine Durchbiegung und somit eine Querschnittsveränderung , insbesondere in der Umgebung des Meßrohres, durch die Belastung der eingefahrenen Sonde nicht auszuschließen ist.

Die Überprüfung der Strömungsrichtung ergab eine Abweichung von der Stablängsrichtung von nur $0{,}2^{o}$; im allgemeinen muß aber bei der Bestimmung der Strömungsrichtung ein Fehler von $\pm\ 1^{o}$ einkalkuliert werden.

Querströmung

Beim querangeströmten Stabgitter zeigt sich die Aufteilung der Strömung in das Gebiet der freien und das der Wirbelströmung. Nur kann hier im Gegensatz zum schrägangeströmten Stabgitter aufgrund der senkrechten Anströmung kein Massentransport im Wirbelgebiet in Richtung der Stabachse stattfinden; der Winkel ε^* wird somit zu Null.

Die in der freien Strömung ermittelten Geschwindigkeitsprofile zeigen deutlich die "bremsende" Wirkung der Wirbel. Die betragsmäßigen Abweichungen der ansonsten gleichmäßigen Profile voneinander ergeben sich aus den unterschiedlichen Meßstellen, an denen sie aufgenommen wurden; eine undurchlässige Kanalwand anstelle der Schikane und eine größere Beruhigungsstrecke würde wahrscheinlich eine Vergleichmäßigung der Strömung bewirken.

Die Ermittlung der Geschwindigkeiten im Wirbelgebiet war nicht möglich. Zusätzliche Untersuchungen, bei denen mit einem fächerförmig aufgeweiteten Laserstrahl eine Einheitszelle beleuchtet und die so sichtbar gemachten Teilchenbahnen teils direkt, teils fotografisch beobachtet wurden, zeigten, daß die Wirbel nicht um eine starre Achse rotieren, sondern sich instationär in dem ihnen zur Verfügung stehenden Gebiet bewegen. Die während der Messung erforderliche Gleichmäßigkeit der Strömung, die ansonsten stark turbulent sein darf, ist somit nicht gegeben.

Die Grenzen des Wirbelgebietes lassen sich durch den zu ihm hin ansteigenden Turbulenzgrad ausmachen, welcher sich in einem Ansteigen des Grundrauschens des ermittelten Histogramms bei sonst gleichen Bedingungen niederschlägt. Messungen bei Wandabständen von mehr als 9 mm

(Bild 36) waren aus diesem Grunde nicht möglich, woraus geschlossen wird, daß sich hier die Grenze zwischen Wirbelgebiet und freier Strömung befindet.

Schrägströmung

Die Ergebnisse der an schrägangeströmten Stabgittern durchgeführten Versuche bestätigen die Richtigkeit der bisher angestellten Überlegungen, daß sich die Strömungen aus einer Wirbel- und einer freien Strömung zusammensetzt.

Bei den Untersuchungen zur Ermittlung des Einflusses der als Kanalwand geltenden Schikanen auf die Strömung zeigt sich, daß nur etwa in dem mittleren Drittel des Strömungskanals eine störungsfreie Zone vorliegt. Diese wird größer mit steigendem Anströmwinkel und somit geringer werdendem Schikanenabstand; allerdings macht sich dann die stärkere Umlenkung hinter dem Einlauf (sh. Bild 5) störend bemerkbar. Für Untersuchungen bei Anströmwinkeln unter 15^{o} wäre die Verwendung von zusätzlichen Schikanen in geringeren Abständen, die eine genauere Strömungsführung bewirken, sinnvoll.

Die in der von Randeinflüssen störungsfreien Zone ermittelten Geschwindigkeitsprofile zeigen, wie beim querangeströmten Gitter, die "bremsende" Wirkung der Wirbel auf die freie Strömung, deren Geschwindigkeitsmaximum bei einem Rohrwandabstand von ca. 2 mm liegt. Die Abweichungen der vom Profil her sehr ähnlichen Geschwindigkeitsverläufe an den verschiedenen Meßstellen resultiert aus deren unterschiedlicher Lage im Strömungskanal.

Anhand der in Tabelle 3 zusammengefaßten Ergebnisse läßt sich sagen, daß der Winkel ε^{*}, der die Abweichung der freien Strömung von der Anströmrichtung beschreibt, nur

geringfügig von der Re-Zahl abhängt. Die Abhängigkeit vom Anströmwinkel ϑ selbst ist dagegen wesentlich stärker ausgebildet; so nimmt ε^* zunächst langsam mit steigendem ϑ zu, erreicht einen Maximalwert und fällt dann stark ab, was durch den Übergang zu einem nahezu senkrecht angeströmten Stabgitter mit $\varepsilon^* = 0$ zu erklären ist. Die exakte Winkelabhängigkeit muß jedoch durch weitere Messungen bei einer größeren Zahl von Anströmwinkeln ermittelt werden.

14. Zusammenfassung

Es ist gelungen, eine Meßeinrichtung zu entwickeln, mit welcher die Geschwindigkeiten im Inneren von engen, umströmten Stabgittern nach Betrag und Richtung berührungslos ermittelt werden können.

Zur experimentellen Bestätigung einer Theorie zur Berechnung von Strömungen um enge Stabgitter, mit deren Hilfe die strömungstechnische Auslegung eines kastenlosen Schnell-Brüter-Reaktorcores vorgenommen werden soll, wurde eine Meßapparatur entwickelt, mit welcher die von Randeinflüssen freie Zone im Inneren von umströmten Gittern untersucht werden kann, ohne daß durch Einbringen von Sonden die Strömung beeinflußt wird.

An einem dazu konzipierten Versuchsstand kann durch Veränderung von eingebauten Schikanen ein aus Plexiglasrohren bestehendes Stabgitter unter beliebigen Winkeln von Wasser umströmt werden.

In die von einer Seite zugänglichen Rohre mit einem Innendurchmesser von 24 mm wird zur Strömungsuntersuchung eine von außen verstellbare Sonde eingebracht, welche die Optik eines berührungslosen Geschwindigkeitsanemometers enthält.

Ein Vergleich der dazu infrage kommenden optischen Meßverfahren, dem Laser-Doppler-Verfahren und dem Laser-Zwei-Fokus-Verfahren zeigt, daß das Zwei-Fokus-Prinzip das grundsätzlich geeignetere ist. Dies begründet sich im wesentlichen durch die geringere Empfindlichkeit des das Meßvolumen erzeugenden Strahlenganges auf die bei der Durchdringung der zylindrischen Plexiglasrohrwand auftretenden Abbildungsfehler als auch durch die ein-

fachere Möglichkeit zur Modifizierung des Strahlenganges zwecks Unterbringung der gesamten Optik in einer rohrförmigen Sonde.

Durch die im Meßvolumen erzeugten parallelen, fokussierenden Lichtstrahlen werden die in der Strömung mitgeführten Partikel beim Passieren der Strahlen beleuchtet und senden Streulichtimpulse aus. Bei der hier vorgestellten, in umfangreichen Laborversuchen ermittelten Strahlführung kann ein Teil dieses Streulichts durch dieselbe Optik, welche das Meßvolumen erzeugt, aufgefangen und nach dem jeweiligen Entstehungsort getrennt werden. Diese Separierung ermöglicht es, daß aus dem Strahlabstand und der aus der zeitlichen Differenz des Auftretens der Streulichtimpulse ermittelten Teilchenflugzeit nicht nur deren Geschwindigkeit - welche der Strömungsgeschwindigkeit entspricht - sondern auch ihr Vorzeichen eindeutig bestimmt werden können. Da immer nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur optischen Achse des Meßvolumens registriert werden kann, wird ein Verfahren zur Ermittlung aller Komponenten in x,y,z-Koordinaten durch Messung aus zwei verschiedenen Richtungen angegeben.

Durch Verwendung von Lichtwellenleitern zur Übertragung des Streulichts zu Photomultipliern, welche die Lichtimpulse in auswertbare elektrische Signale umwandeln, ist es möglich, die Sonde sehr klein zu bauen, so daß sie leicht zu handhaben ist. Aufgrund der geringen Verluste durch die wenigen optischen Bauteile kann die Leistung des als Lichtquelle dienenden Lasers auf 2 mW begrenzt werden. Es ist durch die daraus resultierende kleine und leichte Bauweise möglich, ihn direkt an die Sonde zu koppeln, so daß er, verbunden mit der Optik, eine Einheit darstellt, in der bewegliche Teile überflüssig sind; Justierschwierigkeiten entfallen somit. Das Meßvolumen wird an die zu untersuchenden Stellen gebracht, indem

die Gesamtheit in dem jeweiligen Rohr des Stabgitters gegenüber einem festen Umlenkspiegel verdreht bzw. verschoben wird.

Bei der Durchführung der Messungen würde eine Automatisierung dieser Verstellmöglichkeiten sowie der direkte Anschluß der Auswerteelektronik an eine Rechneranlage eine Erleichterung darstellen.

Die Ergebnisse der Untersuchungen an den unter verschiedenen Winkeln angeströmten Stabgittern zeigen deutlich die Zusammensetzung der Gesamtströmung aus einer freien und einer Wirbelströmung. Die Geschwindigkeitsprofile in der freien Strömung lassen sich sehr genau ermitteln; Messungen im Wirbelgebiet sind wegen der dort vorliegenden instationären Strömung nicht möglich. Die Abhängigkeit der jeweiligen Anteile von der Re-Zahl ist gering, die vom Anströmwinkel kann nur qualitativ angegeben werden, da für eine exakte Beschreibung eine größere Zahl von Winkeln untersucht werden müßte.

Insgesamt beweisen die vorliegenden Ergebnisse, daß mit der entwickelten Meßeinrichtung die Möglichkeit zur störungsfreien, nahezu punktförmigen Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit im Inneren von engen Stabgittern gegeben ist. Das Verfahren kann bis zu Rohrinnendurchmessern von weniger als 10 mm eingesetzt werden. Damit läßt sich das Stromlinienfeld im Modell eines offenen Schnell-Brüter-Cores mit maximal 10 mm Stabdurchmesser ohne meßtechnische Schwierigkeiten ermitteln.

15. Literaturverzeichnis

/ 1/ Ziegler, A.:
Strömungsfeld in Reaktoren mit
offenen Brennelementen
Atomkernenergie, 27 (1976), 120-124

/ 2/ Böttgenbach, H.:
Messungen von Strömungsfeldern in
engen Stabbündeln zur Überprüfung
einer anisotropen Strömungsfeldtheorie
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1977)

/ 3/ Winter, J.:
Experimentelle Ermittlung von Stromlinien in
einem engen Brennstabgitter mit Schikanen zur
Überprüfung einer anisotropen Widerstandshypothese
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1978)

/ 4/ Merzkirch, W.:
Flow Visualization
New York: Academic Press (1974)

/ 5/ Basset, A.B.:
A Treatise on Hydrodynamics. Vol. II Ch. 5
Deighton: Bell and Co. (1888)

/ 6/ Tchen, C.M.:
Mean Value and Correlation Problems
Connected with the Motion of Small
Particles Suspended in a Turbulent Fluid
Delft: Ph.-D. Thesis (1947)

/ 7/ Maxwell, B.R.; Seasholtz, R.G.:
Velocity Lay of Solid Particles in
Oscillating Gases and in Gases Passing
Through Normal Shock Waves
NASA TN-D7490, March (1974

/ 8/ Mazumder, M.K.; Kirsch, K.J.:
Flow Tracing Fidelity of Scattering
Aerosol in Laser Doppler Velocimetry
NASA-CR-140671 (1974)

/ 9/ Schodl, R.:
Entwicklung des Laser-Zwei-Fokus-Verfahrens
für die berührungslose Messung der Strömungs-
vektoren, insbesondere in Turbomaschinen
DFVLR, DLR-FB 77-65 (1977)

/10/ Mie, G.:
Beitrag zur Optik trüber Medien
Ann. Phys., Bd. 25 (1908), 377

/11/ Van de Hulst, H.C.:
Light scattering by small particles
New York: John Wiley & Sons Inc. (1957)

/12/ Giese, R.H.; De Bary, E.; Bullerich, K.;
Vinnemann, C.D.:
Tabellen der Streufunktionen und der
Streuquerschnitte homogener Kügelchen
nach der Mieschen Theorie
Abhandl. Deut. Akad. Wiss. Kl., Math. Phys.
Techn. No. 6,
Berlin (1961)

/13/ Blumer, H.:
Strahlungsdiagramme kleiner, dielektrischer Kugeln
Z. Physik, Bd. 32 (1925), 119-134

/14/ Rosenberger, D.:
Technische Anwendungen des Lasers
München: Springer Verlag (1974)

/15/ Beesley, M.J.:
Lasers and their application
London: Taylor and Francis LTD (1971)

/16/ Yeh, Y.; Cummins, H.Z.:
Localized Fluid Flow Measurement with
an He-Ne-Laser Spectrometer
Applied Physics Letters, Vol. 4 (1964),
No. 10, 176-178

/17/ Gertsen, C.:
Physik, 7. Aufl., S. 376 ff.
Göttingen: Springer Verlag (1963)

/18/ Tanner, L.H.:
A Particle Timing Laser Velocity Meter
Optics and Laser Technology, Vol. 5 (1973) 108-110

/19/ Hecht, Zajak
Optics
New York: Addison-Wesley Publishing Company (1978)

/20/ Bergmann, Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik
Band III, Optik
Berlin: Walter de Gruyter & Co. (1966)

/21/ Tielsch, W.:
Meßtechnik
Skriptum zur Vorlesung - Ruhr-Universität Bochum

/22/ Rotta, J.C.:
Turbulente Strömungen
Stuttgart: B.G. Teubner (1972)

Lebenslauf:

Hubertus F l ü g g e ,	geboren am 27. Dezember 1952 in Eslohe, Hochsauerlandkreis
1959 - 1964	Besuch der Volksschule in Grevenstein
1964 - 1969	Besuch der privaten Realschule "Maria Königin" in Altenhundem bis zur Mittleren Reife
1969 - 1972	Besuch des altsprachlichen Zweiges des Staatlichen Quirinus-Gymnasiums in Neuß bis zur Reifeprüfung im Juni 1972
1972 - 1973	Teilnahme am Wehrdienst in Elmenhorst
1973 - 1978	Studium des Maschinenbaus an der Ruhr-Universität Bochum bis zur Diplom-Hauptprüfung im April 1978. Während der Studienzeit Industriepraktikum bei den Stahlwerken Bochum AG.

Seit Juli 1978 zunächst mit der Verwaltung einer Wissenschaftlichen Assistentenstelle beauftragt und seit dem 1. Dezember 1979 Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Ruhr-Universität Bochum, Lehrstuhlinhaber: Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler

ifo druck
laubanger 15
8600 bamberg
tel.: 0951/64321